Republication to complete this periodical formerly reproduced
and distributed in the public interest by
United States Office of Alien Property Custodian

Physikalische Zeitschrift

Begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

Herausgegeben von

Prof. Dr. Dr. h. c. **P. Debye**

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Schriftleitung Dr. **Ludwig Bewilogua** in Berlin-Dahlem

VIERUNDVIERZIGSTER JAHRGANG

1943

Mit 40 Tafeln

Published by J. W. EDWARDS, *PUBLISHER*
for
FOREIGN PERIODICALS, INC.
ANN ARBOR, MICHIGAN, U.S.A.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig

1943

530.5
P 5691
v. 11

DRUCK VON A. HEINE GMBH. GRÄFENHAINICHEN

Lithoprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., ANN ARBOR, MICHIGAN, U.S.A.

WITHDRAWN
481034
OBERLIN COLLEGE
LIBRARY

propaganda purposes or in the popular press. Quotation of titles and abstracts in publications of purely technical or scientific nature is not prohibited.

lin College Library
JUN 28 '94

Physikalische Zeitschrift

begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**
vereinigt mit dem
Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik
begründet von **Johannes Stark**

herausgegeben von Professor Dr. Dr. h. c. **P. Debye**
unter Mitwirkung der
Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Schriftleitung: **Dr. Ludwig Bewilogua**, Berlin-Dahlem

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich vier Bogen und wird vierteljährlich für RM 16.20 postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis RM 16.80 vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland RM 13.50, im Ausland RM 12.80. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen und Beilagen werden nach Tarif berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin-Dahlem, Boltzmannstraße 20, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, zu senden. — Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

Nr. 1/2 — Ausgegeben im Januar 1943 — Nr. 1109/10. Printed in Germany — 44. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

W. Meidinger, Untersuchungen über Masse und Verteilungen des photolytisch gebildeten Silbers in Bromsilber-Gelatine-Emulsionen. VI. Masse des photolytisch gebildeten Silbers in Abhängigkeit von der Temperatur und der Intensität. S. 1–9.

M. Dühmke, Reflexionsmessungen an Rhodiumschichten im kurzwelligen ultraroten Spektralgebiet. S. 10–17.

J. Wallot, Zur Definition der Größen des elektromagnetischen Feldes und zur Theorie der Maßsysteme. S. 17–31.

H. Boersch, Randbeugung von Elektronen. Mit Tafel I–III. S. 32–38.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$ für November 1942. S. 47.

Berichte:

F. Trey, Sekundärelektronenausbeute. S. 38–47.

Zuschriften:

W. Kolhörster, Harte und weiche Höhenstrahlen bei magnetischen Stürmen. S. 48.

Besprechungen:

F. Baur, Einführung in die Großwetterforschung. S. 49.

H. Blasius, Wärmelehre, Physikalische Grundlagen vom technischen Standpunkt. S. 49.

H. Bruining, Die Sekundär-Elektronen-Emission fester Körper. S. 49.

B. Eck, Technische Strömungslehre. S. 50.

J. Mattauch und S. Flügge, Kernphysikalische Tabellen. S. 50.

F. Gößler, Bogen- und Funkenspektrum des Eisens von 4555 A bis 2227 A mit gleichzeitiger Angabe der Analysenlinien der wichtigsten Elemente. S. 51.

R. W. Pohl, Einführung in die Mechanik, Akustik und Wärmelehre. S. 51.

...richten: S. 52.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Reproduced and Distributed in the Public Interest by
THE ALIEN PROPERTY CUSTODIAN

Lithoprinted by EDWARDS BROTHERS, INC., ANN ARBOR, MICHIGAN, U.S.A.

Eingegangene Bücher

(Eingehende Besprechung vorbehalten. Rücksendung nicht besprochener Bücher ist nicht in jedem Falle möglich)

Baule, B., Die Mathematik des Naturforschers und Ingenieurs. Bd. I. 8°. 158 S. m. 161 Abb. Leipzig 1942. S. Hirzel. Kart. RM. 7.—.

Schulz, H., Über Wesen, Sinn und Zweck der Laplace-Transformation. 8°. 42 S. Berlin 1942. R. Dietze. RM. 2.50.

Vilbig, F., Ergänzungsheft zum Schrifttumsverzeichnis zum Lehrbuch der Hochfrequenztechnik. 8°. 68 S. Leipzig 1942. Akadem. Verlagsgesellschaft.

Hochschulinstitut sucht für Entwicklungsarbeiten

1 Physiker
1 Physochemiker
1 organ. Chemiker
1 Laborantin

möglichst mit Erfahrungen auf dem Gebiete der Schmieröle. Möglichkeit zur Promovierung ist gegeben. Bezahlung nach TO. A III. Bewerbungen mit den üblichen Unterlagen an den Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstraße 2, unter **Ph. Z. 431.**

Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 4

Dr. Carl Leiss, Berlin-Steglitz

Physikalisch-optische Instrumente:

Spiegel-Doppel-Monochromatoren mit Quarz-, Steinsalz- und Flintprismen. / Monochromatoren für das sichtbare, ultraviolette und ultrarote Gebiet. **/ Spektral-Apparate, Spektrometer, Spektrographen mit Glas-, Quarz- und Fluorit-Optik. / Röntgen-Spektrographen und -Röhren** nach Prof. M. Siegbahn. **/ Linsen und Prismen aus Glas, Quarz, Quarzglas, Fluorit** usw.

GEIGER-MÜLLER

Zählrohre

ORIGINAL PRESSLER nach Zeiller

Normalisierte Typen für Strahlen-Forschung

Man verlange PROSPEKT und SONDERDRUCK

Zeitschrift für Instrumentenkunde Heft 5/1938

OTTO PRESSLER LEIPZIG C1

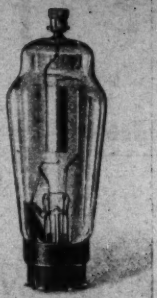
1. PFLICHT:

Arbeite mit Überlegung!

SICHERE ARBEIT SICHERT DEN SIEG!

Reichsarbeitsgemeinschaft Schadenverhütung

SPEZIALRÖHREN



GLEICHRICHTERRÖHREN

Hochvakuumröhren für hohe Spannungen und kleine Ströme. Besonders geeignet für den Betrieb von Braun'schen Röhren.

Direkt geheizt:

Typ 1875
7000 V; 5 mA

Typ 1876
1200 V; 2 mA

Indirekt geheizt:

Typ 1877
7000 V; 3 mA

Typ 1878
15000 V; 2 mA

Verlangen Sie Katalogblatt HVG 1-2

PHILIPS
ELECTRO SPECIAL GMBH
BERLIN W 62 · KURFÜRSTENSTRASSE 126

MESSGERÄTE ELEKTRONENSTRAHLRÖHREN SPEZIALRÖHREN

So einfach wird der **Stabilisator** *angewendet:*

Ausführliche Beschreibungen kostenlos auf Wunsch

STABILOVOLT GMBH
BERLIN W 35 · LÜTZOWSTR. 96
Fernruf 21 90 51

StV

This material is restricted in use and cannot be quoted by title or abstract for propaganda purposes or in the popular press. Quotation of titles and abstracts in publications of purely technical or scientific nature is not prohibited.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 1/2 — 15. Januar 1943 — Redaktionsschluß für Nr. 3/4 am 15. Januar 1943 — 44. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

W. Meidinger, Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in Bromsilber-Gelatine-Emulsionen. VI. Masse des photolytisch gebildeten Silbers in Abhängigkeit von der Temperatur und der Intensität. S. 1.

M. Dühmke, Reflexionsmessungen an Rhodiumschichten im kurzwelligen ultraroten Spektralgebiet. S. 10.

J. Wallot, Zur Definition der Größen des elektromagnetischen Feldes und zur Theorie der Maßsysteme. S. 17.

H. Boersch, Randbeugung von Elektronen. Mit Tafel I bis III. S. 32.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\ 40^{min}$ für November 1942. S. 47.

Berichte:

F. Trey, Sekundärelektronenausbeute. S. 38.

Zuschriften:

W. Kolhörster, Harte und weiche Höhenstrahlen bei magnetischen Stürmen. S. 48.

Besprechungen. S. 49.

Nachrichten. S. 52.

ABHANDLUNGEN

Untersuchungen über Masse und Verteilung des photolytisch gebildeten Silbers in Bromsilber-Gelatine-Emulsionen

VI. Masse des photolytisch gebildeten Silbers in Abhängigkeit von der Temperatur und der Intensität

Von W. Meidinger

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Einleitung

Die neueren Vorstellungen über den Mechanismus beim Aufbau des latenten Bildes, wie sie zuerst von Gurney und Mott (1) entwickelt und von Webb und Evans (1) weiter ausgebaut und experimentell gestützt wurden, fordern eine Abhängigkeit der Quantenausbeute bei der Photolyse des Bromsilbers von der Temperatur während der Bestrahlung und von der Intensität des aufgestrahlten Lichtes. Bisher sind die experimentellen Bestätigungen für diese Forderung nur indirekt aus der Abhängigkeit der entwickelten Dichte von den genannten Faktoren gefolgert worden, indem als Ursache für verringerte entwickelte Dichte parallel auch eine verringerte Masse an latentem Bild angenommen wurde. Indessen sind die Zusammenhänge zwischen latentem Bild und entwickelter Dichte durchaus noch nicht so klargestellt, daß dieser Ansatz in jedem Fall zutreffend bzw. erlaubt sein dürfte. Vielmehr deuten verschiedene Beobachtungen darauf hin, daß die Masse des latenten Bildes nicht immer die allein ausschlaggebende Rolle für die entwickelte Dichte spielen kann. Das haben in letzter Zeit vor allem die Untersuchungen bei tiefen Temperaturen über die Zusammenhänge der Fluoreszenz und der Empfindlichkeit photographischer Schichten (2) sowie über die Solarisation [Masse des latenten Bildes bei der Solarisation bei $+ 20°$ C (3) und Aufhebung der Solarisation bei tiefen Temperaturen (4)] gezeigt. In diesen Fällen scheint offensichtlich die entwickelte Dichte in umgekehrtem Sinne mit der Masse des latenten Bildes zu verlaufen. Diese Erscheinungen können durch verschiedene Wirksamkeit der Keime des latenten Bildes für die Entwicklung infolge verschiedenen Dispersitätsgrades erklärt werden (2), wie sie speziell für die Solarisation die Koagulationstheorie schon seit langem annimmt. Es lag somit bislang auch kein zwingender Grund für die Annahme einer Veränderlichkeit der Quantenausbeute vor.

Ist also die Beeinflussung der Quantenausbeute bei der Photolyse des Bromsilbers in der photographischen Schicht weder experimentell als eindeutig bewiesen zu betrachten, noch aus irgendwelchen zwingenden theoretischen Gründen zu folgern, so war es um so notwendiger, einmal zu versuchen, hierfür den direkten Nachweis am photolytisch gebildeten Silber in der photographischen Schicht zu erbringen. In erster Linie war dies für den Temperatureinfluß wichtig und aussichtsvoll.

In einer früheren Arbeit (5) wurde bereits gezeigt, daß die maximal in der Schicht photolytisch gebildeten Silbermengen mit fallender Temperatur bei der Belichtung abnehmen. Bei etwa $-150°$ C war selbst bei sehr starken

Reproduced and Distributed in the Public Interest by THE ALIEN PROPERTY CUSTODIAN

Belichtungen kaum noch Silber (mit den derzeitigen analytischen Methoden) quantitativ zu bestimmen. Diese Messungen hatten mehr orientierenden Charakter. Insbesondere bewiesen sie nicht, daß auch im Belichtungsgebiet des latenten Bildes, also bei sehr viel kleineren Belichtungen als bei den erwähnten Versuchen, die Silberbildung mit der Temperatur abnimmt. Um von hohen Belichtungen, wie sie zur Bestimmung des photolytisch gebildeten Silbers notwendigerweise angewandt werden müssen, auf die Verhältnisse des bei einigen Größenordnungen kleineren Belichtungen entstehenden latenten Bildes schließen bzw. extrapolieren zu können, ist offenbar die Erfassung eines geradlinig ansteigenden Stückes der Kurve für die Abhängigkeit des photolytisch gebildeten Silbers von der Belichtung bei den Messungen notwendig.

Versuche

Die Versuche wurden mit zwei in photographischer Hinsicht sehr verschiedenen Emulsionen vorgenommen, und zwar mit dem Agfa-Kine-Positiv-Film, einem mittelempfindlichen feinkörnigen Material, und mit der Agfa-Röntgen-Super-Rapid-Emulsion[1]), einer hochempfindlichen grobkörnigen Schicht.

Die Belichtung wurde im Prinzip in der bereits früher beschriebenen Weise (5) ausgeführt: als Lichtquelle (6) diente eine (normale) Hanauer Quarzquecksilberlampe unter Vorschaltung von Schott-Filtern zur Ausfilterung der Linie 436 mμ.

Die Strahlungsintensität konnte teils durch variierte Belastung der Lampe, teils durch Vorschalten von Graufiltern verändert werden. Die Strahlungsenergie wurde mit Hilfe einer Sperrschichtphotozelle gemessen, die zwecks Angleichung ihrer Empfindlichkeit an die einer Thermosäule mit einem Graufilter (Durchlässigkeit etwa 1/100) bedeckt war. Sie konnte so mit hinreichender Genauigkeit für das Licht des Filtersatzes für $\lambda = 436\,m\mu$ mit Hilfe der Thermosäule in absolutem Maß geeicht werden. Innerhalb des zur Anwendung kommenden Meßbereiches waren die Galvanometerausschläge mit der Zelle denen mit der Thermosäule recht genau proportional. Der große Vorteil der Verwendung der Photozelle an Stelle der Thermosäule bei solchen Versuchen liegt in ihrer Unempfindlichkeit gegenüber der Wärmestrahlung. – Die Filme (stets zwei Stücke 6×9 cm hochkant vertikal übereinander angeordnet) wurden wie früher (5) in dem unversilberten Dewargefäß mit Petroläther als Kältebadflüssigkeit durch die Wände des Gefäßes hindurch belichtet. Gekühlt wurde mit flüssiger Luft, die in einem Messinggefäß verdampfte. Die Messung der Temperatur erfolgte mit Hilfe eines Eisen-Konstantan-Thermoelementes. – Bei den Versuchen wurde der Lichtstrom stets an der Stelle der Filme jedoch ohne Dewargefäß mit der Zelle gemessen. Um die Reflexion an den Wänden des Dewargefäßes zu ermitteln, wurden (bei $+20°$ C) die Lichtausbeuten (*Ag*-Atome pro aufgestrahlte Quanten) des Kine-Positiv-Films bei Belichtung der Filme außerhalb des Dewargefäßes (aufgespannt auf einem schwarzen Brett) und zweitens bei Belichtung im Dewargefäß mit Petrolätherfüllung gemessen. Der Vergleich beider Lichtausbeuten ergab einen Reflexionsverlust von 16 Proz. der aufgestrahlten Energie, die von der direkt gemessenen Energie abgezogen wurde.

Da die zu bestimmenden Silbermengen häufig nur Bruchteile des sonst üblichen Schleppsilbers (6) betrugen, war durch sorgfältiges Fixieren der belichteten Filme ein möglichst kleiner Wert für das Schleppsilber bei weitestgehender Konstanz zu erstreben. Dies gelang nur bei der äußerst gleichmäßigen und geringen Schichtdicke der genannten Filmsorten und bei genauer Einhaltung von Wässerungs- bzw. Fixierbedingungen. Diese waren:

	Kine-Positiv-Film	Röntgen-Super-Rapid-Film
Erstes Fixieren	10 min	15 min
Zwischenwässerung in destilliertem Wasser .	2×5 min	2×5 min
(d. h. Wasserwechsel nach je 5 min)		
Zweites Fixieren	10 min	15 min
Wässern in fließendem Leitungswasser	60 min	60 min
Endwässerung in destilliertem Wasser	3×15 min	3×15 min
(d. h. Wasserwechsel nach je 15 min)		

Fixieren und Wässern in destilliertem Wasser wurde in Glasschalen vorgenommen. Dabei waren die Filme in Glasrahmen befestigt, und zwar so, daß die Schichten den Böden der Schalen zugewandt waren und sich etwa 1 cm über den Böden der Gefäße befanden, um größere Fixiergeschwindigkeit bzw. schnelleren Austausch der Lösungen in Schicht und Bad zu erzielen.

1) Für die Versuche wurde von doppelt begossenem Agfa-Super-Rapid-Röntgenfilm (9×12) die eine Emulsionsschicht entfernt. Dies gelingt in sehr sauberer Weise folgendermaßen: Auf eine mehrfache Schicht von feuchtem Filtrierpapier wird der zu behandelnde Film aufgelegt und durch eine Glasplatte mit Gewicht angepreßt. Nach etwa 10 min wird die Glasplatte und der Film abgehoben, und nunmehr kann die von dem Fließpapier durchfeuchtete Schicht leicht abgeschabt werden, ohne daß die zweite trockene Schicht irgendwie beschädigt wird.

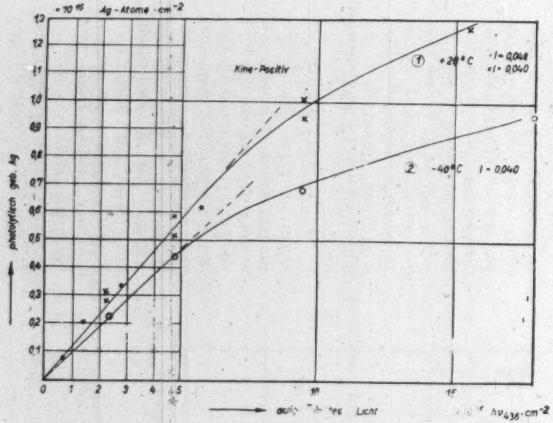


Abb. 1

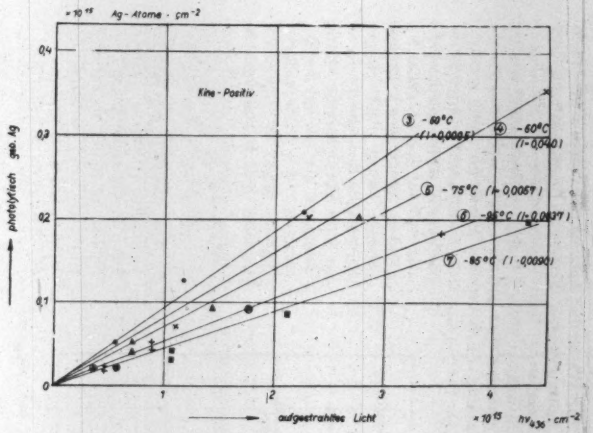


Abb. 2.

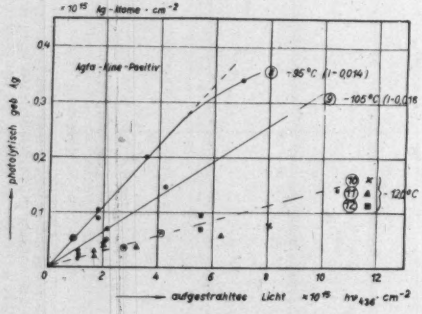


Abb. 3.

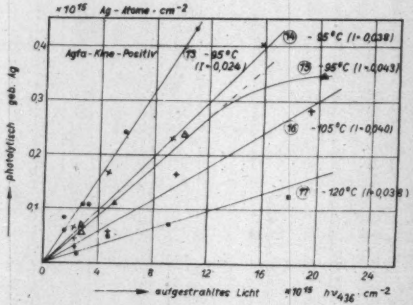


Abb. 4.

Abb. 1–4. — Agfa-Kine-Positiv-Film. — Photolytisch gebildete Silbermengen (Ag-Atome · cm^{-2}) in Abhängigkeit des aufgestrahlten Lichtes ($h\nu$ · cm^{-2}; $\lambda = 436$ mμ) bei verschiedenen Temperaturen und Intensitäten. — Die Zahlen für die Intensitäten (an den Kurven) bedeuten 10^{15} $h\nu$ · cm^{-2} · sec^{-1}. — Meßpunkte im Kreis bedeuten Doppelwerte.

Die Zusammensetzung des Fixierbades nach Schöller (7) war folgendermaßen:

1000 ccm Wasser dest.,
50 g $Na_2S_2O_3$ krist. DAB. 6,
2,5 g Na_2SO_3 krist. reinst (Kahlbaum)
1,5 ccm Na_2CO_3-Lösung 5prozentig.

Zur Wässerung nach dem zweiten Fixieren in Leitungswasser diente eine (etwa 1 m lange und etwa 10 cm breite) Wasserrinne aus Zinkblech, in welcher sechs Filme (in Glasrahmen) hintereinander (Schicht nach oben) lagen und gleichmäßig von fließendem Wasser überspült wurden. Die Temperaturen der Fixierlösung und des destillierten Wassers wurden annähernd auf + 20° C gehalten, die Temperatur des Leitungswassers betrug nach einiger Zeit des Fließens stets + 14° C. In jede Versuchsreihe wurde ein unbelichteter Film zur Bestimmung des Schleppsilbers [vgl. (6)] eingefügt. Dieses betrug bei beiden Schichtarten

$$0{,}28 \cdot 10^{-7}\ \text{g} \pm 0{,}02 \cdot 10^{-7}\ \text{g}\ Ag \cdot \text{cm}^{-2}.$$

Die fixierten gewässerten Schichten wurden schließlich, wie früher beschrieben, mit Salpetersäure weiter bis zur elektrometrischen Titration des Silbers nach Lühr mit $n/10000$-KJ-Lösung verarbeitet (6).

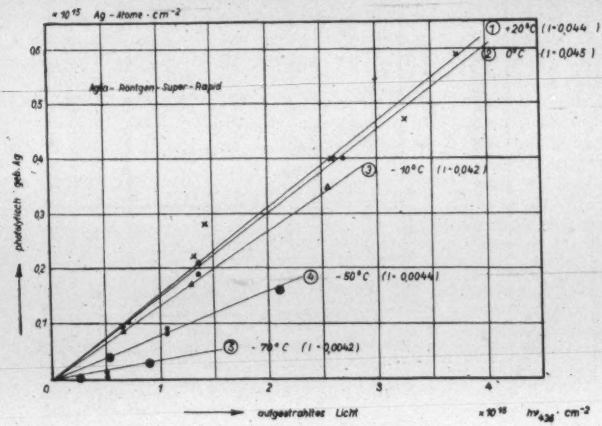


Abb. 5.

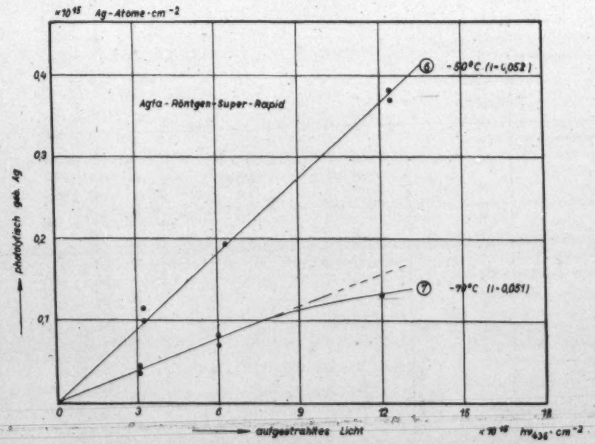


Abb. 6.

Abb. 5–6. — Agfa-Röntgen-Super-Rapid-Film. — Photolytisch gebildete Silbermengen (Ag-Atome · cm^{-2}) in Abhängigkeit des aufgestrahlten Lichtes ($h\nu \cdot \text{cm}^{-2}$; $\lambda = 436\ m\mu$) bei verschiedenen Temperaturen und Intensitäten. — Die Zahlen für die Intensitäten (an den Kurven) bedeuten $10^{18}\ h\nu \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$. — Meßpunkte im Kreis bedeuten Doppelwerte.

Versuchsresultate

In der oben geschilderten Weise wurden folgende Meßreihen ausgeführt: Bei einer bestimmten Temperatur wurden nacheinander verschiedene Filme verschieden lange belichtet. Derartige Reihen wurden sowohl bei verschiedenen Temperaturen als auch bei verschiedenen Intensitäten des aufgestrahlten Lichtes durchgeführt.

Man erhält so Kurven, aus denen zunächst das Belichtungsgebiet zu erkennen ist, innerhalb dessen strenge Proportionalität zwischen der Zahl der gebildeten Silberatome und der auffallenden Quanten besteht, was — wie oben erwähnt — für die Bedeutung der Messungen hinsichtlich ihrer Gültigkeit auch im Gebiet des latenten Bildes von Wichtigkeit ist.

Alle diese Messungen sind für den Kine Positiv-Film in

den Abb. 1–4[2]) und für den Röntgen-Super-Rapid-Film in den Abb. 5–6[2]) wiedergegeben. Die Linearität der Kurven dürfte in allen Fällen gewährleistet sein.

Die oberen Grenzen der Belichtungsgebiete für den streng linearen Anstieg der Kurven in den Abb. 1–6, d. h. die Silbermengen, bei welchen die Abweichung von der Proportionalität eintritt, sind erfahrungsgemäß sowohl von der Temperatur als auch von der Intensität abhängig. Für die extremen Versuchsbedingungen waren also die oberen Grenzen des Belichtungsgebietes bzw. der Silbermengen durch Reihen mit verschiedenen Belichtungen festzustellen. Für zwischenliegende Versuchsbedingungen genügte dann aber vielfach zur Bestimmung der Lichtausbeute etwa eine Doppelmessung bei einer bestimmten Belichtungszeit, die so zu wählen war, daß man sicher im Gebiet der strengen Proportionalität mißt. Diese Vereinfachung war vor allem notwendig bzw. vorteilhaft, um unnötig großen Filmverbrauch zu vermeiden.

Unter — 120° C bei Kine-Positiv-Film bzw. — 100° C bei Röntgen-Super-Rapid-Film werden die in der Schicht gebildeten Silbermengen für die Proportionalitätsgrenze so klein, daß ein mit der Belichtung geradlinig ansteigendes Kurvenstück nicht mehr zu erfassen ist. Die Messungen sind daher nach tiefen Temperaturen zu begrenzt.

Um einen Überblick über die in den Kurven der Abb. 1–6 enthaltenen Zusammenhänge zwischen dem photolytisch gebildeten Silber, der Temperatur und der Intensität zu erhalten, geht man zweckmäßig folgendermaßen vor: Zunächst werden

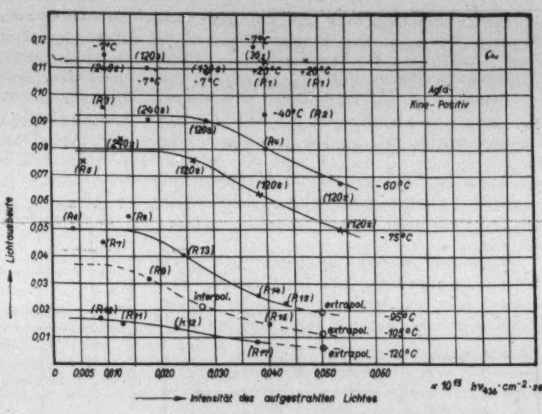


Abb. 7.

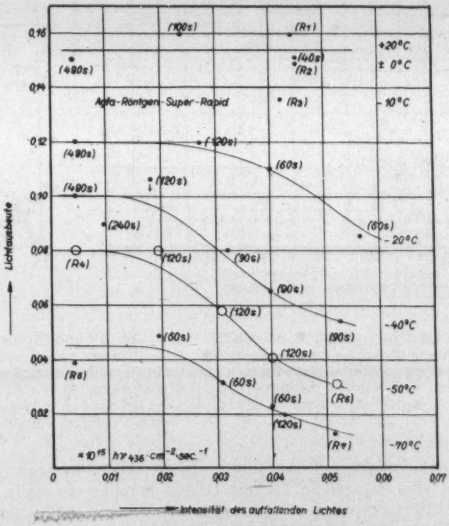


Abb. 8.

Abb. 7–8. — Agfa-Kine-Positiv-Film (Abb. 7) und Agfa-Röntgen-Super-Rapid-Film (Abb. 8). — Abhängigkeit der Lichtausbeuten (Ag-Atome · cm^{-2} pro aufgestrahlte $h\nu$; $\lambda = 436$ mμ) von der Intensität des aufgestrahlten Lichtes bei verschiedenen Temperaturen. — Die Bezeichnungen an den Punkten der Kurven bedeuten: R_x = Kurve x aus Abb. 1–6, aus welcher der Wert für die Lichtausbeute berechnet wurde; x_s = Belichtungsdauer bei der Doppelmessung, aus welcher der Wert für die Lichtausbeute ermittelt wurde. — Extrapolierte bzw. interpolierte Meßpunkte ermittelt aus den Kurven der Abb. 9 (vgl. auch Text).

2) Die Zusammenstellung der Kurven in diesen Abbildungen erfolgte vom Gesichtspunkt des jeweils passenden Maßstabes aus.

aus den Neigungen der Kurven gegen die Abszisse bzw. aus den Doppelmessungen bei einer einzelnen Belichtungszeit die Lichtausbeuten ermittelt und diese Werte in Abhängigkeit von der Intensität aufgetragen. Man erhält so die Kurven der Abb. 7 und 8. Die aus den Kurven der Abb. 1–6 gewonnenen Punkte sind mit einem R und der Nummer der Kurve, die sich aus den Doppelmessungen ergebenden Punkte sind mit einer Zahl, welche der Belichtungszeit in sec entspricht, gekennzeichnet.

Man ersieht aus den Kurven der Abb. 7 und 8, daß die Lichtausbeute bei Temperaturen zwischen + 20° C und etwa — 10° C weder von der Temperatur noch von der Intensität (im Meßgebiet) beeinflußt wird. Bei Temperaturen unter — 10° C sind dagegen die Lichtausbeuten sowohl von der Temperatur als auch von gewissen hohen Schwellenwerten ab von der Intensität abhängig, und zwar werden sie in beiden Fällen kleiner. Dabei wandert, wie es besonders für den Kine-Positiv-Film in Abb. 7 zu erkennen ist, der betreffende Schwellenwert der Intensität mit abnehmender Temperatur nach geringeren Werten zu.

Um näher zu erkennen, wie sich der Einfluß der Intensität auf die Lichtausbeute auswirkt, werden, wie es in den Abb. 9 und 10 geschehen ist, die bei einer konstanten Belichtung entstehenden, photolytisch gebildeten Silbermengen in Abhängigkeit von der Intensität für verschiedene Temperaturen aufgetragen. Dann erhält man für das Temperaturgebiet, in welchem die Lichtausbeute unabhängig von der Temperatur und Intensität ist (+ 20° C bis — 10° C), proportional mit der Intensität ansteigende Silbermengen. Bei tiefen Temperaturen ergeben sich ebenfalls zunächst geradlinig ansteigende Kurven, jedoch mit geringerer Steilheit. Von den erwähnten Schwellenintensitäten an weichen die Kurven dann aber von der Geraden ab, um schließlich, wie bei Temperaturen unter — 70° C bei Kine-Positiv- und unter — 20° C bei Röntgen-Super-Rapid-Film zu erkennen ist, parallel zur Abszisse zu verlaufen. In diesem Gebiet ist also die Silberbildung konstant bzw. unabhängig von der Intensität, d. h. in dem Maße, als die Intensität ansteigt, nimmt die Lichtausbeute ab, so daß gilt: $L \cdot I = \text{konst.}$

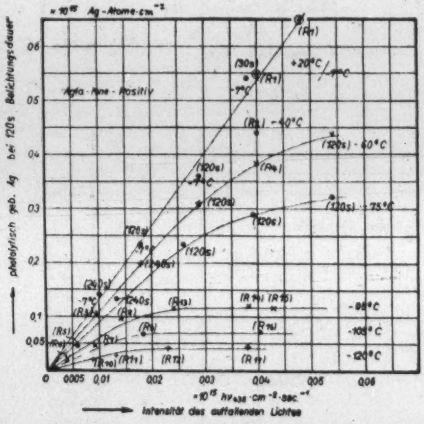


Abb. 9.

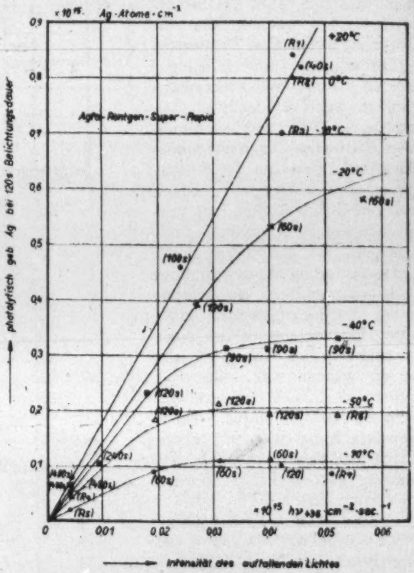


Abb. 10.

Abb. 9 und 10. — Agfa-Kine-Positiv-Film (Abb. 9) und Agfa-Röntgen-Super-Rapid-Film (Abb. 10). — Abhängigkeit der bei 120 sec Belichtungsdauer photolytisch gebildeten Silbermengen (Ag-Atome · cm^{-2}) von der Intensität des auffallenden Lichtes bei verschiedenen Temperaturen. — Die Bezeichnungen an den Punkten der Kurven bedeuten: R_x = Kurve x aus Abb. 1–6, aus welcher der betreffende Wert entnommen wurde; x_s = Belichtungsdauer in sec bei der Doppelmessung, die zur Ermittlung des betreffenden Wertes benutzt wurde.

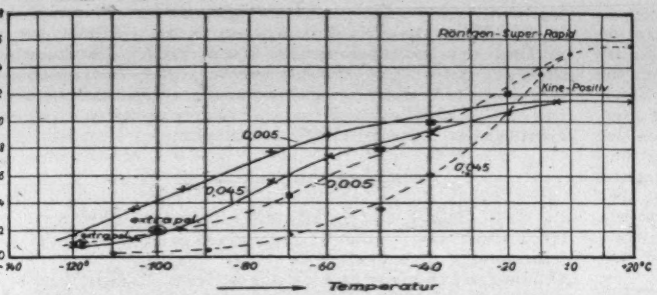


Abb. 11. — Agfa-Kine-Positiv-Film (ausgezogene Kurven) und Agfa-Röntgen-Super-Rapid-Film (gestrichelte Kurven). — Lichtausbeuten für das photolytisch gebildete Silber (*Ag*-Atome pro aufgestrahlte $h\nu$; $\lambda = 436$ mμ) in Abhängigkeit von der Temperatur bei den Intensitäten 0,005 und 0,045 · 10^{15} $h\nu \cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1}$. — Extrapolierte Werte nach den Kurven der Abb. 12.

Schließlich gewinnt man die Kurven für die Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Temperatur, indem man aus den Abb. 7 und 8 (senkrecht übereinanderliegende) Werte für eine bestimmte Intensität entnimmt und diese in Abhängigkeit der Temperatur aufträgt. Für die das Meßgebiet begrenzenden Intensitätswerte

$$I_1 = 0{,}005 \cdot 10^{15}$$

und

$$I_2 = 0{,}050 \cdot 10^{15}\ h\nu \cdot sec^{-1} \cdot cm^{-2}$$

ergeben sich die Kurven der Abb. 11.

Besprechung der Versuchsergebnisse

Durch die Versuchsergebnisse dürfte sichergestellt sein, daß unter gewissen Bedingungen die Quantenausbeute beim Aufbau des latenten Bildes variabel und kleiner als eins sein kann. Im vorliegenden Fall ist das für tiefe Temperaturen nachgewiesen.

Unberücksichtigt geblieben ist dabei eine eventuelle Abhängigkeit der Absorption der Schichten von der Temperatur; jedoch dürften sich hierdurch die prinzipiellen Befunde nicht ändern, sondern allenfalls einige unwesentliche Korrekturen ergeben. Bisher liegen zuverlässige Messungen mit eindeutigen Resultaten über die Absorption photographischer Schichten bei verschiedenen Temperaturen nicht vor.

Eine Deutung der Versuchsresultate läßt sich in großen Zügen auf Grund der Vorstellung von Gurney und Mott bzw. von Webb und Evans geben; im einzelnen jedoch stößt man dabei auf Schwierigkeiten.

Die genannten Autoren nehmen, wie früher näher ausgeführt (1), an, daß die Elektronenvorgänge und Ionenprozesse bei der Photolyse des Halogensilbers im Korn bzw. in den Kristallen in ihrer Geschwindigkeit aufeinander abgestimmt sein müssen, damit die Anlagerung der vom Licht beim Primärprozeß gebildeten Elektronen an die Silberzwischengitterionen ohne Verluste erfolgen kann. Die Geschwindigkeit der Prozesse ist hier nun ein komplexer Begriff. Beim Elektronenprozeß spielt erstens die Zahl der vom absorbierten Licht freigemachten Elektronen (Quantenausbeute) und zweitens ihre Beweglichkeit für den Ablauf des Mechanismus eine Rolle. Sichere Angaben können nur über die Quantenausbeute gemacht werden. Diese hat nach Messungen von Lehfeldt (8) über die lichtelektrische Leitfähigkeit bis zu — 185° C den Wert eins und dürfte somit in weitem Maße unabhängig von der Temperatur sein. Wieweit dagegen die Beweglichkeit dieser Elektronen im Kristall von der Temperatur abhängt, dürfte noch kaum zu übersehen sein.

Auch bei dem Ionenprozeß ist offenbar für die Geschwindigkeit seines Ablaufs sowohl die Zahl der Zwischengitterionen als auch deren Beweglichkeit maßgebend. Über beide Größen sind wir durch die Arbeiten von C. Wagner (9) wenigstens prinzipiell bei großen Kristallen schon recht gut orientiert; sie hängen jedenfalls beide in starkem Maße von der Temperatur ab.

Nach Webb und Evans wird nun die Abnahme der Quantenausbeute bei tiefen Temperaturen lediglich der Temperaturabhängigkeit des Ionenprozesses zugeschoben. Die Ausbildung der Elektronenansammlung an den Störungszentren des Gitters bzw. an den Vorkeimen des Gitters, welche also Bildungsgeschwindigkeit und Wanderungsgeschwindigkeit der Elektronen nach diesen Zentren einschließt, soll dagegen in jedem Fall gleichmäßig mit der Belichtung einsetzen. Hiernach wird die Temperaturabhängigkeit der Photolyse verständlich, wenn man bedenkt, daß jetzt bei tiefen Temperaturen infolge ungenügenden Nachschubs von Silberzwischengitterionen ein Ausgleich der Ladungen an den Elektronenzentren nicht erfolgen kann und daß daher bald nach Einsetzen der Belichtung ein Zustand erreicht sein wird, in welchem die Elektronenzentren keine weiteren Elektronen mehr anlagern können, sondern im Gegenteil neu hinzukommende abgestoßen werden. Diese abgestoßenen Elektronen wandern wieder zurück in das Gitter, springen schließlich wieder an die Bromatome zurück und gehen somit für den Aufbau des latenten Bildes verloren.

Als weitere Konsequenz ergibt sich hieraus aber auch zwangsläufig ein gleichzeitiger Intensitätseinfluß. Denn wenn überhaupt infolge ungenügender Nachlieferung von Silberionen die Quantenausbeute beeinflußt wird, so muß dies in jedem Fall mit abnehmender Bestrahlungsintensität zu größeren Ausbeuten führen (bis der Wert eins erreicht ist) und mit zunehmenden Bestrahlungsintensitäten zu immer geringeren Ausbeuten führen. Diese Folgerung stimmt aber nicht mit den vorliegenden Versuchsergebnissen überein, nach denen sich bei den verschiedenen Temperaturen zunächst bei kleinen Intensitäten

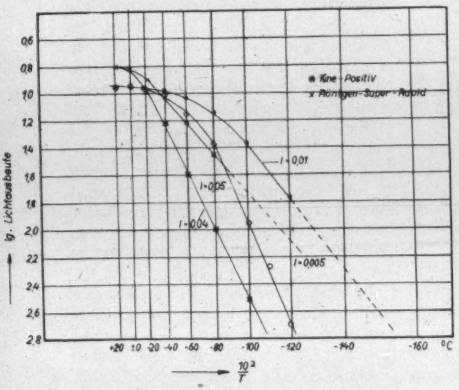


Abb. 12. — Agfa-Kine-Positiv-Film und Agfa-Röntgen-Super-Rapid-Film. — Abhängigkeit der logarithmischen Werte der Lichtausbeuten (Ag-Atome pro aufgestrahlte $h\nu$; $\lambda = 436$ mμ) von dem reziproken Wert der Temperatur bei verschiedenen Bestrahlungsintensitäten. — Die Zahlen für die Intensitäten bedeuten $10^{15}\ h\nu \cdot \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{sec}^{-1}$.

zwar eine Erniedrigung, aber keine Abhängigkeit von der Intensität für die Quantenausbeute ergibt.

Man könnte hieraus schließen, daß auch der Elektronenprozeß etwa infolge geringerer Beweglichkeit der Elektronen bei tiefer Temperatur behindert wird[3]) und so den Abfall der Lichtausbeuten in den Gebieten, wo die Lichtausbeute noch nicht von der Intensität beeinflußt wird, deuten.

Verständlich im Sinne der Theorie ist wieder das Wandern des Intensitätsschwellenwertes für das Einsetzen des Intensitätseffektes mit abnehmender Temperatur nach niedrigen Intensitäten zu, wie es besonders deutlich bei dem Kine-Positiv-Film in Erscheinung tritt.

Daß ein Zusammenhang des Temperatureffektes mit den Silberzwischengitterionen besteht, könnte aus folgendem geschlossen werden: Die Zahl der Zwischengitterionen hängt von der Temperatur nach der Beziehung

$$\lg [Ag]_z = -\frac{B}{T} + C$$

ab, d. h. $\log [Ag]_z$ nimmt linear mit $1/T$ ab. Trägt man nun die logarithmischen Werte der gefundenen Lichtausbeuten (Abb. 7 und 8) in Abhängigkeit der reziproken absoluten Temperaturen auf, wie in Abb. 12, so ergeben sich ebenfalls gerade Linien.

Wie die Versuchsergebnisse im einzelnen zu deuten sind, sei dahingestellt. Wichtig ist vor allem die objektive direkte Feststellung, daß beim Aufbau des latenten Bildes Vorgänge, welche abhängig von der Temperatur und der Intensität sind, eine Rolle spielen können, so daß mit einer variablen Masse des latenten Bildes im Sinne variabler Quantenausbeuten zu rechnen ist. Man hat somit zusammen mit den Ergebnissen der früheren Untersuchungen (2) bei der Entstehung des latenten Bildes zwei Arten von Prozessen anzunehmen, welche in ganz verschiedener Weise die Wirksamkeit des vom Halogensilber der Schicht absorbierten Lichtes für die entwickelte Dichte beeinflussen:

1. Prozesse, welche den Verteilungszustand der Silberkeime des latenten Bildes bestimmen, wobei das höher disperse Silber, wie es z. B. wahrscheinlich bei tiefen Temperaturen entsteht, im allgemeinen das für die Entwicklung wirksamere sein dürfte (2).
2. Prozesse, welche die Quantenausbeute bei der Photolyse des Halogensilbers abhängig von der Temperatur und Intensität sein lassen, so daß die Masse des latenten Bildes verändert wird.

Beide Prozesse können sich überlagern, so daß unter anderem die auf Grund verschiedener Dispersität des Silbers früher gegebene Deutung (2) einiger Beobachtungen über Temperatureinflüsse auf die Schwärzungskurve und die Deutung der Aufhebung der Solarisation bei tiefer Temperatur — entgegen den Anschauungen von Webb und Evans[4]) (4) — sehr gestützt wird.

Überblickt man die Ergebnisse der Untersuchungen über den Temperatureinfluß bei der

3) Je länger die Elektronen im Gitter „umherirren", bis sie festgelegt werden, um so größer ist die Wahrscheinlichkeit einer Rekombination mit Br-Atomen.

4) Diesen Autoren scheinen die Arbeiten des Verfassers nicht bekannt zu sein. Insbesondere berücksichtigen sie noch immer nicht das Auftreten der Fluoreszenz bei tiefen Temperaturen.

Photolyse des Halogensilbers in den photographischen Schichten, wie sie nunmehr für das Temperaturgebiet von + 20° C bis — 185° C vorliegen [vgl. auch (2)], so ergibt sich folgende interessante Einteilung in drei Temperaturgebiete, in denen die Auswirkung bzw. der Verbleib der absorbierten Strahlung ganz verschieden ist:

1. Im Temperaturgebiet von Zimmertemperatur bis etwa — 10° C wird die absorbierte Strahlung im wesentlichen zur Photolyse des Halogensilbers verwendet.
2. Im Temperaturgebiet unter — 10° C bis etwa — 150° C wird die absorbierte Strahlung mit sinkender Temperatur in abnehmendem Maße nur noch zum Teil (unter — 100° C nur noch etwa 10 Proz. der vom Halogensilber der Schicht absorbierten Energie, vgl. Abb. 11) für die Photolyse verwendet, da die Anlagerung der Elektronen an die Silberionen infolge der Temperaturabhängigkeit der Folgeprozesse (Ionenprozesse) zum Teil verhindert wird. Der restliche Teil der Energie wird bei Rekombination der primär freigemachten Elektronen mit den Bromatomen wieder frei und offenbar – infolge Wechselwirkung mit den Ionen des Gitters – als Wärme an das Gitter abgegeben.
3. Im Temperaturgebiet unter — 150° C wird mit sinkender Temperatur in zunehmendem Maße die bei der Rekombination der Elektronen mit den Bromatomen frei werdende Energie als grünes Fluoreszenzlicht wieder abgestrahlt. Bei — 185° C werden in grobkörnigen AgJ-haltigen Schichten etwa 90 Proz. der absorbierten Energie als Fluoreszenzlicht emittiert (2).

Zusammenfassung

Bei zwei verschiedenen Emulsionen (Agfa-Kine-Positiv-Film und Agfa-Röntgen-Super-Rapid-Film) wird im Belichtungsgebiet, wo das photolytisch gebildete Silber linear mit der Zahl der eingesandten Quanten ($\lambda = 436$ mμ) ansteigt, so daß also auf das Gebiet des latenten Bildes extrapoliert werden kann, gemessen:

1. Der Anstieg des photolytisch gebildeten Silbers mit der Belichtungszeit bei Temperaturen zwischen + 20° C und — 120° C.
2. Der Anstieg des photolytisch gebildeten Silbers im genannten Temperaturgebiet bei verschiedenen Intensitäten des aufgestrahlten Lichtes.

Aus diesen Messungen ergibt sich:

1. Die Lichtausbeuten (Ag-Atome pro auffallende Quanten) nehmen mit fallenden Temperaturen stark ab.
2. Die Lichtausbeuten sind bei tiefen Temperaturen, wie bei Zimmertemperatur im ganzen Intensitäts-Meßgebiet, zunächst von der Lichtintensität unabhängig, d. h. die pro Zeiteinheit gebildeten Silbermengen steigen proportional mit der Lichtintensität an. Von einem gewissen Schwellenwert der Intensität an sinkt jedoch die Lichtausbeute, bis schließlich bei genügend starken Intensitäten die pro Zeiteinheit gebildeten Silbermengen konstante, von der Intensität unabhängige Werte annehmen.
3. Die logarithmischen Werte der Lichtausbeuten (bei konstanter Intensität) fallen linear mit den entsprechenden Werten für $1/T$ ab.

Der Einfluß der Temperatur und der Lichtintensität auf die Quantenausbeute bei der Photolyse in photographischen Halogensilbergelatineschichten wird hiermit zum erstenmal durch direkte Messungen bewiesen.

Ein Überblick über die nunmehr vorliegenden Beobachtungen im Temperaturgebiet zwischen Zimmertemperatur und — 185° C zeigt, daß die vom Halogensilber der photographischen Schicht absorbierte Lichtenergie zu ganz verschiedenen Teilen je nach der Temperatur, bei der die Bestrahlung der Schicht erfolgt, zur Photolyse des Halogensilbers verwendet wird, als Wärme an das Gitter abgegeben oder als Fluoreszenzlicht abgestrahlt wird.

Literaturverzeichnis

1) Vgl. die kurze zusammenfassende Darstellung bei W. Meidinger, Physik. Zeitschr. **40**, 73, 1939. (Dort auch weitere Originalliteratur.)
2) W. Meidinger, Physik. Zeitschr. **41**, 277–285, 1940.
3) W. Meidinger, Physik. Zeitschr. **38**, 905–919, 1937.
4) W. Berg, Transact. Faraday Soc. **35**, 446, 1939; I. H. Webb und C. H. Evans, Journ. Opt. Soc. Amer. **30**, 445, 1940; J. Eggert und F. G. Kleinschrod, Zeitschr. f. phys. Chem. (A) **189**, 1, 1941
5) Loc. cit. (1).
6) W. Meidinger, Physik. Zeitschr. **38**, 737–747, 1937.
7) W. Schöller, Dissertation. Leipzig 1921.
8) W. Lehfeldt, Nachr. Ges. Wiss. Göttingen **1**, 171, 1935.
9) E. Koch und C. Wagner, Zeitschr. f. phys Chem. (B) **38**, 295–324, 1937.

Berlin-Charlottenburg, im Oktober 1942.

(Eingegangen 2. November 1942)

Reflexionsmessungen an Rhodiumschichten im kurzwelligen ultraroten Spektralgebiet*)

Von Martin Dühmke

1. Einleitung

Bei Untersuchungen, die M. Ihringer (1) im II. Physikalischen Institut der Universität Berlin an dünnen Rhodiumschichten durchgeführt hatte, war festgestellt worden, daß das Reflexionsvermögen dieser Schichten im kurzwelligen Ultrarot je nach den Herstellungsverfahren sehr verschieden ist. In der vorliegenden Arbeit soll über (ebenfalls im II. Physikalischen Institut der Universität Berlin durchgeführte) Versuche berichtet werden, bei denen *Rh*-Schichten unter verschiedenen Bedingungen erzeugt und die Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von dem Herstellungsverfahren näher untersucht wurde.

2. Messung der Schichtdicke

a) Methode

Da das Reflexionsvermögen dünner Metallschichten von der Schichtdicke abhängig ist, mußten die Dicken der untersuchten Schichten möglichst genau bestimmt werden. Hierzu erwies sich das von Wiener (2) vorgeschlagene Verfahren der optischen Dickenmessung mit Interferenzstreifen als besonders geeignet, da es in der Durchführung zeitersparender und genauer ist als die sonst üblichen Wägungsmethoden[1]). Die bei der Wägung der Schichten leicht auftretenden Fehler durch Temperaturänderungen oder geringfügige Verunreinigung werden bei der Interferenzmessung vermieden.

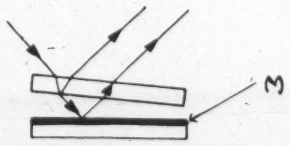


Fig. 1. Interferenzprinzip.

Das Prinzip dieses Meßverfahrens ist in Fig. 1 und 2 veranschaulicht. Wenn eine Metallschicht *M* (Fig. 1) an der Oberfläche mit einem schwach geneigten planparallelen Deckgläschen bedeckt wird, so entstehen bei monochromatischer Beleuchtung in bekannter Weise Interferenzstreifen, deren Abstand von dem Gangunterschied der interferierenden Strahlen, d. h. der jeweiligen Dicke der Luftschicht zwischen der Metalloberfläche und der Deckplatte, abhängt. Die Interferenzerscheinung wird dabei besonders deutlich, wenn auch die Unterseite des Deckglases schwach verspiegelt ist, damit die interferierenden Wellenzüge möglichst gleiche Intensität besitzen.

Wird die zu untersuchende Metallschicht so hergestellt, daß ein Teil der Trägerplatte, z. B. die Mitte, während der Zerstäubung oder Verdampfung abgedeckt wird, so bleibt innerhalb des Spiegels ein Streifen frei, dessen Oberfläche um die Dicke der Schicht *M* tiefer liegt als die Spiegeloberfläche (Fig. 2).

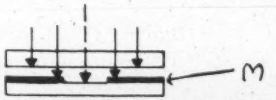


Fig. 2. Dickenmeß- und Deckgläschen im Schnitt.

Wird nun eine solche Platte in gleicher Weise mit monochromatischem Licht beleuchtet, so bilden sich auch hier durch Interferenz an der darüber befindlichen Deckplatte Interferenzstreifen, wobei der Streifenabstand an den verspiegelten Stellen (*M*) ein anderer ist als an den unverspiegelten (Fig. 3). Die Streifenverschiebung entspricht dem Gangunterschied der von der Spiegeloberfläche und der von der unverspiegelten Glasoberfläche kommenden Lichtstrahlen, gibt also ein Maß für die gesuchte Dicke der Metallschicht *M*. Und zwar besteht folgende einfache Beziehung:

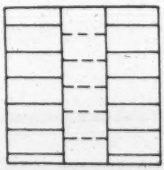


Fig. 3. Interferenzbild.

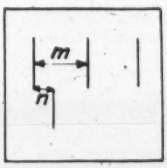


Fig. 4. Verschiebung der Minima als Grundlage der Dickenmessung.

Da jeweils der Abstand eines Interferenzstreifens zum folgenden dem Gangunterschied einer halben Wellenlänge entspricht, so ist bei einem Streifenabstand m und einer Streifenverschiebung n (Fig. 4) die Dicke der Metallschicht

$$d = \frac{n}{m} \lambda/2 .$$

*) D 11.

1) Zur gleichen Zeit wurde im II. Physikalischen Institut der Universität Berlin dieses Meßverfahren von R. Schneiderreit im Dickenbereich von 50–200 mμ benutzt und in einem Aufsatz (Zeitschr. f. techn. Physik **23**, 208, 1942) kurz beschrieben.

Um bei diesem Meßverfahren den verschiedenen Phasensprung des Lichtes bei der Reflexion an Metall und an Glas zu vermeiden, ist es zweckmäßig, die Trägerplatte schon vor der Aufbringung der eigentlichen, zu untersuchenden Rhodiumschicht mit einer hinreichend dicken durchgehenden Grundschicht zu versehen (Fig. 5).

Bei der Messung verschiedener Schichtdicken mit diesem Interferenzverfahren können natürlich Ganguntersch iede auftreten, die größer als eine Viertelwellenlänge sind. Da in diesem Fall die Verschiebung der Interferenzstreifen zwischen den verspiegelten und den unverspiegelten Teilen mehr als einen halben Streifenabstand beträgt, wäre die Zuordnung der zueinandergehörigen Minima nach Fig. 3 unbestimmt. Um hier erkennbar zu machen, welches Minimum des Mittelteiles der Interferenzfigur zum entsprechenden der anderen beiden Teile gehört, wurde die bei der Verspiegelung benutzte Blende mit stumpfen Kanten versehen, so daß die Streifen stetig ineinander laufen (Fig. 6). – Ähnlich lassen sich auch für Schichtdicken, die größer als $\lambda/2$ sind, die zueinandergehörigen Minima bestimmen, wenn man die zur Abdeckung des Mittelstreifens dienende Metallblende bei der Zerstäubung schwach geneigt auflegt, so daß sich auf dem Mittelstreifen ein nach dem einen Ende hin ansteigender Spiegelbelag bildet. Der stetige Dickenübergang liefert dann zunehmend gegeneinander versetzte Interferenzstreifen (Fig. 7), aus deren Verlauf sich die Dicke der eigentlichen, zu messenden Metallschicht entnehmen läßt.

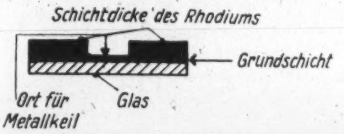


Fig. 5. Schnittbild des Dickenmeßgläschens.

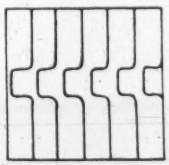


Fig. 6. Interferenzbild mit Verbindungen der Interferenzstreifen.

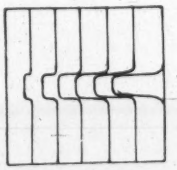


Fig. 7. Interferenzbild bei geneigter Metallblende.

Dies Verfahren ist wesentlich einfacher als die von Charbonnier (3) angegebene Interferenzmessung. – Nach dieser Methode wurde jeweils die Dicke einer Metallschicht bestimmt, die im gleichen Zerstäubungs- oder Verdampfungsvorgang hergestellt war wie die später zu Reflexionsmessungen dienende Schicht (vgl. Fig. 9).

Cau (4) gibt an, daß die Schichtdickenmessung nach der Interferenzstreifenmethode nur durch Fehler von 1–2 mμ bestimmt sei. Bei der vorliegenden Apparatur ergab sich bei Schichtdicken von 50 mμ eine Meßgenauigkeit von ± 20 Proz.

b) Apparatur

Der Strahlengang ist aus Fig. 8 zu ersehen: Das Licht einer Natriumdampflampe geht über einen halbdurchlässigen Spiegel auf das Deckgläschen und den Meßspiegel und wird dort durch den halbdurchlässigen Spiegel und das Objektiv auf das Okular reflektiert. Als Okular wurde ein Schraubenmikrometer mit Fadenkreuz verwendet, das eine genaue Ausmessung ermöglicht. Der Meßspiegel mit dem Deckgläschen saß in einer Halterung mit Kreuztisch zur Rechts-Links- und Hoch-Tiefverschiebung und drei um 120° versetzten Schrauben zum Aneinanderpressen der Glasplatten für die Herstellung des Luftkeiles.

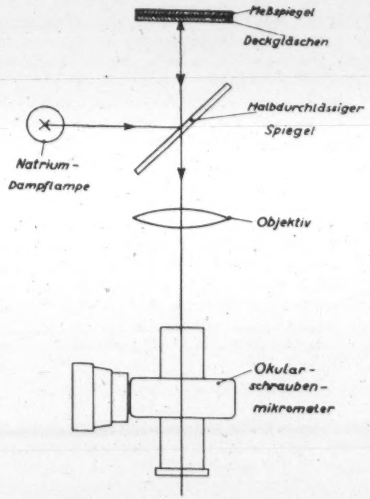


Fig. 8. Strahlengang der Dickenmeßapparatur.

3. Herstellung der Schichten

a) Allgemeine Apparatur

Als Zerstäubungs- und Verdampfungskammer diente ein aus zwei Halbkugeln zusammengesetzter Glasbehälter von etwa 30 cm Durchmesser, der durch eine zweistufige Öldiffusionspumpe mit zugehöriger Vorvakuumpumpe evakuiert wurde. Bei Kathodenzerstäubungen konnte aus einem Gasbehälter Gas zugeleitet werden. Der Druck wurde mit einem Mac Leod kontrolliert.

b) Zerstäubung

In dem unteren Teil der Glocke war ein Spiegelträger so eingelassen, daß er von einem außen rotierenden Elektromagneten gedreht werden konnte. Außerdem befand sich in diesem Teile der Glocke die geerdete Anode für die Zerstäubung. Die Kathode konnte an dem oberen Glockenteil eingehängt werden und war mit dem negativen Pol einer Hochspannungsbatterie von 5000 Volt verbunden.

Die Kathode (aus elektrolytisch reinem Rhodium) hing während der Zerstäubung mit ruhendem Spiegelträger genau über dem Spiegelglas und dem Dickenmeßgläschen; die Fläche der Kathode ($4 \times 6{,}5\ cm^2$) war so groß, daß sie die Flächen des zu bestäubenden Spiegelglases ($2{,}5 \times 3{,}5\ cm^2$) und des Dickenmeßgläschens ($1{,}5 \times 1{,}5\ cm^2$) bedecken konnte. Unter dem Spiegelträger befand sich das Anodenblech ($2{,}5 \times 6{,}5\ cm^2$).

Die Spiegelgläser wurden vor der Bestäubung und Bedampfung mit heißer Schwefelchromsäure entfettet, mit destilliertem Wasser abgespült und über der Flamme getrocknet. Die Zerstäubungskammer wurde mit Toluol entfettet und mit Alkohol nachgewaschen. Das äußere Drittel der Schliffe, auf dem die Halbkugeln aufeinanderlagen, wurde mit Vakuumfett schwach bestrichen. Es bewährte sich Apiezonfett (M), besonders bei der die Glocke stark erwärmenden Verdampfung.

Vor der eigentlichen Zerstäubung wurde zunächst die Luft bis auf mindestens $1 \cdot 10^{-4}$ Torr abgesaugt, danach das für die Zerstäubung notwendige Gas eingelassen und durchgesaugt. Als Gase wurden Argon, Neon und Stickstoff verwendet. Argon und Neon waren in 1-Liter-Glasbehältern (bei gewöhnlichem Druck) aufbewahrt, die mit der Glasrohrleitung noch vor dem Druckmesser verschmolzen waren. Der Stickstoff (Osram: garantiert 99 Proz. rein) wurde vor dem Eintritt in die Vakuumapparatur in einer Lösung von Pyrogallol und Kaliumhydroxyd von etwaigen Unreinigkeiten gesäubert und danach durch Chlorkalzium getrocknet.

Die Zerstäubung ging bei 2500 Volt, rund 7 mA und einem Druck von etwa $5 \cdot 10^{-2}$ Torr vor sich. Diese Daten erwiesen sich für eine saubere Spiegelherstellung als zweckmäßig. Die Spiegelgläser waren zuvor mit Vakuumnickelblech bedeckt, damit die Kathode durch eine erste Zerstäubung sich von etwa anhaftenden Unreinigkeiten säubern konnte; zudem zerstäubte danach die Kathode sehr viel schneller. Dann wurden die Nickelbleche elektromagnetisch von der Spiegelhalterung abgezogen; die eigentliche Zerstäubung begann. — Der Abstand Anode-Kathode betrug rund 17 cm, der Abstand Kathode-Spiegelglas rund 8 cm; das Spiegelglas befand sich an der Grenze des Dunkelraumes. Es konnte jeweils bis zu einer halben Stunde hintereinander zerstäubt werden; dann wurde unterbrochen, um die Glocke nicht zu heiß werden zu lassen. Bis zur Beendigung des ganzen Zerstäubungsvorganges, auch während der zwischengeschalteten Abkühlungszeiten, mußte die Apparatur evakuiert bleiben, da bei Lufteintritt der Spiegel dunkel wurde, und die Metallschicht aufblätterte.

c) Verdampfung

Das bei der Zerstäubung als Anode dienende Blech wurde für die Verdampfung als Heizfläche benutzt. Zu diesem Zwecke konnte das Blech mit der Sekundärseite eines Transformators in Verbindung gebracht werden. Als Heizblech wurde Wolfram, aber auch Molybdän verwendet. Wolfram hat den Vorteil des höheren Schmelzpunktes, Molybdän zeigt hingegen geringere Neigung, mit Rhodium zu legieren. Es erwies sich als vorteilhaft, die Folie in mehrere Einzelstreifen zu schneiden, da dann bei Durchbrennen eines Streifens immer noch mit den anderen weiter verdampft werden konnte. Das in mehreren Streifen gegliederte Verdampfungsblech war von einem Tonschiffchen (aus K-Masse: Staatliche Porzellanmanufaktur Berlin) umgeben, um eine zu starke Erwärmung des unteren Glockenteiles zu verhindern. Auf die Einzelstreifen des Bleches wurden Teile des zu verdampfenden Metalles gelegt; diese Metallteilchen waren vorher genügend dünn ($^1/_{10}$ mm) und, damit sie der Heizfläche möglichst gut anlagen, plan geklopft worden. Auch hier waren — wie bei der Zerstäubung — die Spiegelgläser zunächst von Vakuumnickelblech bedeckt, damit eine Vorverdampfung etwaige Unreinigkeiten des Heizbleches und der Rhodiumteilchen möglichst nicht auf die Spiegelträger absetzte. Sobald sich Legierungserscheinungen des Rhodiums mit dem Unterlagsblech zeigten, wurde

der Heizstrom abgeschaltet und die Verdampfungsfläche durch ein am oberen Stutzen drehbares Blech abgedeckt.

Es wurde bei rotierendem und stehendem Spiegelträger und auch bei gekühlter Auffangplatte verdampft. Für die Kühlung der Spiegelglasplatte war eine Einrichtung (Fig. 9) ge-

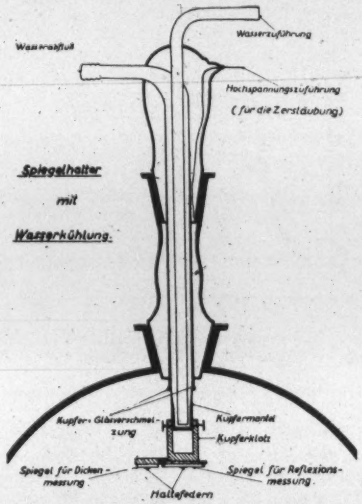


Fig. 9. Oberer Teil der Vakuumglocke mit Einrichtung zur Kühlung der Auffangplatte.

schaffen, die eine laufende Wasserkühlung (rund 10° C) ermöglichte. Das Zuleitungsglasrohr für das Wasser war mit einem Kupferzylinderstück, das nach unten verschlossen war, verschmolzen. An dieses Kupferstück wurde ein Kupferklotz geschraubt, der an seiner unteren Fläche die Spiegel für Reflexions- und Dickenmessung mit Haltefedern trug.

Es konnte ein Vakuum von rund $1 \cdot 10^{-5}$ Torr erreicht werden (Mac Leod: „Klebevakuum"). Damit bei der Verdampfung stets gutes Vakuum blieb, wurde nur stoßweise verdampft und dann wieder bis zum Maximum des Vakuums gepumpt.

4. Reflexionsmessung

a) Methode

Die Reflexionsmessung wurde in der Weise ausgeführt, daß die Intensität des direkten Lichtes und die des über den zu messenden Spiegel gehenden Lichtes bestimmt wurde. Am Anfang und Ende jeder einzelnen Messung wurde der Nullpunkt des Galvanometers festgestellt und die Intensität als Differenz des Gesamtausschlages und des gemittelten Nullpunktes gefunden. Jede Messung wurde dreimal vorgenommen und wiederum gemittelt. Die Schwankungen betrugen in dem Gebiete von $\lambda = 0{,}70\,\mu$ bis $\lambda = 2{,}00\,\mu$ nicht mehr als ± 1 Proz. Vor jeder Meßreihe wurde der zu messende Spiegel und das Thermoelement einjustiert. Dann wurde eine Zeitlang gewartet, bis sich ein thermisches Gleichgewicht zwischen der Meßeinrichtung und der Umgebung hergestellt hatte. Bei Kontrollmessungen am Ende einer ganzen Meßreihe blieben die Abweichungen innerhalb der durch spontane Wärmeschwankungen der Thermosäule bedingten Meßfehler. – Gemessen wurde stets am Morgen, der dem Tag der Spiegelherstellung folgte. Bis zur Messung lagen die Spiegel in der evakuierten Glasapparatur.

b) Apparaturen

Als Geräte für die Reflexionsmessung dienten eine Wolframbandlampe als Lichtquelle, ein Zweifachquarzprismenmonochromator (nach Leiß) für die spektrale Zerlegung, das eigentliche Reflexionsgerät mit Thermosäule und ein Spiegelgalvanometer (Fig. 10).

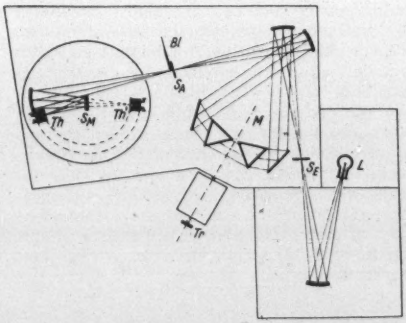


Fig. 10. Apparatur für die Reflexionsmessung.

Die Wolframbandlampe zeigte – selbst bei Stunden währender Benutzung – eine große Konstanz im Gegensatz zur Nernstlampe. Sie besaß ein Quarzfenster. Kupferplatten zwischen Lampe und übriger Apparatur leiteten die Wärme ab.

Der Monochromator wurde justiert, die Trommeleinstellung im Sichtbaren durch *Hg*-Licht und *Na*-Licht, im Ultrarot durch Schottsche Filter (BG 3) kontrolliert. Die Licht-

quelle L (das Band der Wolframbandlampe) wurde durch einen Hohlspiegel auf den Eintrittsspalt S_E des Monochromators abgebildet. Das Bild dieses Spaltes wurde in der in Fig. 10 ersichtlichen Weise auf den Austrittsspalt S_A geworfen. An diesem Austrittsspalt befand sich eine Blende Bl, die zur Unterbrechung des Strahlenganges vorgeschoben werden konnte.

Der Austrittsspalt stand in der Brennebene des Hohlspiegels des Reflexionsgerätes. Von diesem Hohlspiegel wurde das monochromatische Licht entweder direkt auf die Thermosäule Th' (nach Herausklappen des zu messenden Spiegels aus dem Strahlengang) geworfen (in Fig. 10 gestrichelt) oder gelangte über den Spiegel S_M auf die herumgeführte Thermosäule Th (ausgezogene Linie). Das Reflexionsgerät war – von der kleinen Eintrittsöffnung für das Lichtbündel abgesehen – vollkommen abgeschlossen (Wand, Grundplatte und abnehmbarer Deckel), um so gegen Nebenlicht geschützt zu sein. Der Hohlspiegel war für Nachjustierung in seiner vertikalen Achse verstellbar, ebenso die Fassung des Spiegels S_M in ihrer horizontalen. Der Spiegel S_M, dessen Reflexionsebene die Mittelachse des Reflexionsgerätes enthielt, konnte mittels einer von unten her zu betätigenden Nockenwelle aus dem Strahlengang herausgeklappt werden. Diese Anordnung erwies sich als sehr stabil. – Der Boden des Reflexionsgerätes bestand aus zwei kreisförmigen Messingplatten. Auf der unteren Platte war die Thermosäule durch einen konzentrischen Schlitz der oberen Platte hindurch (siehe Fig. 10) befestigt und konnte mit Hilfe eines Kegelrades von außen konzentrisch bewegt werden. Sie war so justiert, daß sich die Lötstellen in der Brennebene des Hohlspiegels befanden. Die Thermosäule war mit einem Galvanometer (Superspiegelgalvanometer von Siemens) verbunden, das auf einer Müllerschen Aufhängung stand. Ein Fernrohr und eine Skala (nach Poggendorff) dienten zum Ablesen.

5. Ergebnisse und Diskussion

A. Zerstäubung

a) Abhängigkeit des Reflexionsvermögens von der Schichtdicke.

Als erstes wurden Rhodiumspiegel verschiedener Dicke hergestellt und das Reflexionsvermögen in Abhängigkeit von der Schichtdicke bei bestimmten Wellenlängen gemessen (Fig. 11). Dabei zeigte sich der schon von anderen Verfassern an anderen Metallen festgestellte Kurvensprung bei bestimmter Dicke (charakteristische Dicke), der als Übergang von amorpher zu kristalliner Schichtstruktur gedeutet wird (5 und 6). Er liegt demgemäß für die verschiedenen Wellenlängen an derselben Stelle. Eine Variation des bei der Zerstäubung durchströmenden Gases ergab für Argon den Kurvensprung bei etwa 20 mμ und für Neon bei etwa 30 mμ. Von rund 50 mμ an bleibt das

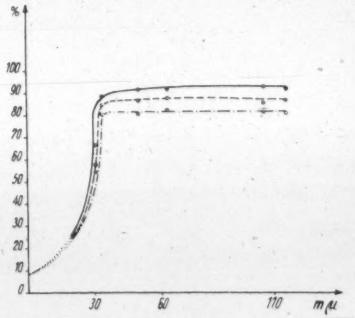


Fig. 11. Reflexionsvermögen bei bestimmter Wellenlänge, abhängig von der Schichtdicke (Rh in Ne zerstäubt).
——— = 2,00 μ, – – – – = 1,30 μ, – · – · – = 0,80 μ.

Reflexionsvermögen konstant und ist gleich dem dicker Schichten, eine Tatsache, die bei anderen Metallen von anderen Verfassern bestätigt wird (7 und 8). Für ganz dünne Schichten ist zu berücksichtigen, daß die Reflexion des Glases eine Rolle spielt.

b) Rotierender und ruhender Spiegelträger.

Weiterhin wurden bestäubte Spiegel ausreichender Dicke (über 50 mμ) bei rotierendem und ruhendem Spiegelträger hergestellt. Beim Vergleich des Reflexionsvermögens dieser beiden Spiegelarten zeigte sich ein beträchtlicher Unterschied: Spiegel der ersten Art haben im Wellenlängenbereich von 0,8–1,8 μ ein bis um 59 Proz. vermindertes Reflexionsvermögen gegenüber denen der letzteren Art.

c) Variation des Gases.

Ein Vergleich von dickeren Spiegeln (Schichtdicke von mindestens 50 mμ), die in verschiedenen Gasen bei sonst gleichen Bedingungen der Zerstäubung (Spannung, Strom, Vakuumhöhe) entstanden, zeigt, daß die Reflexion der im Argon bestäubten Spiegel 3–5 Proz. besser ist als die der im Neon bestäubten und diese wiederum 6–8 Proz. besser als die der im Stickstoff bestäubten.

B. Verdampfung

a) Ohne Unterbrechung und ohne Luftzutritt.

Ihringer (1) fand unter seinen bedampften Spiegeln bisweilen solche, die ein Minimum in der Reflexionskurve (bei der Wellenlänge von rund 1 μ) besaßen. Es wurde festgestellt, daß

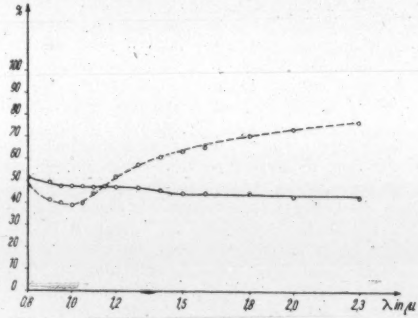


Fig. 12. Reflexionsvermögen (*Rh* verdampft ohne Unterbrechung und ohne Luftzutritt).
——— = ruhender Spiegelträger,
– – – – = rotierender Spiegelträger.

dieses Minimum dann eintrat, wenn ohne eine mit Luftzutritt verbundene Unterbrechung Rhodium verdampft wurde, und wenn der Spiegelträger rotierte. Ruhte dieser, so fiel das Minimum der Reflexion fort; die Reflexion nahm mit steigender Wellenlänge bis ungefähr 1,5 μ ab, um dann weiterhin (bis 2,3 μ) einen konstanten Wert beizubehalten (Fig. 12). – Wurde bei ruhendem Spiegelträger die Auffangplatte gekühlt, so zeigte sich derselbe charakteristische Kurvenverlauf mit absteigendem Ast, der ab 1,5 μ in konstanter Höhe bleibt, nur liegt hier das Reflexionsvermögen um 8–10 Proz. tiefer.

b) Mit Unterbrechungen unter Luftzutritt.

Fanden die Verdampfungen mit Unterbrechungen unter Luftzutritt statt, so stieg das Reflexionsvermögen des dadurch erhaltenen Spiegels stetig in dem gemessenen Wellenbereich (0,8–2,3 μ) an, unabhängig davon, ob die Auffangplatte gekühlt oder nicht gekühlt wurde. (Fig. 13). – Auch brachte das Rotieren des Spiegelträgers bei der Verdampfung mit Unterbrechungen unter Luftzutritt kein Minimum in der Reflexionskurve hervor; es zeigte sich aber der gleiche Unterschied wie bei denen mit Kathodenzerstäubung hergestellten Spiegeln, daß bei ruhendem

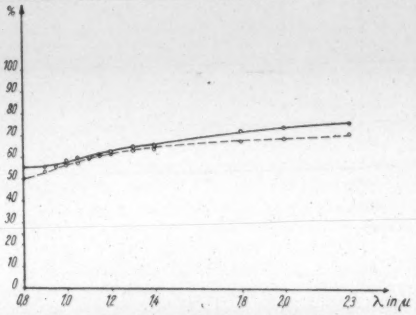


Fig. 13. Reflexionsvermögen (*Rh* verdampft mit Unterbrechungen unter Luftzutritt).
——— = gekühlte Auffangplatte,
– – – – = ungekühlte Auffangplatte.

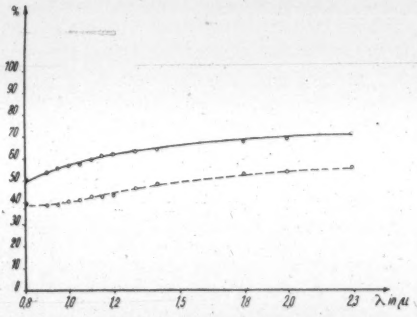


Fig. 14. Reflexionsvermögen (*Rh* verdampft mit Unterbrechung unter Luftzutritt).
——— = ruhender Spiegelträger,
– – – – = rotierender Spiegelträger.

Spiegelträger ein sehr viel höheres Reflexionsvermögen erreicht wird, als wenn der Spiegel bei der Herstellung rotiert (Fig. 14).

C) Alterung, Temperung

Eine Messung eines Spiegels zu verschiedenen Zeitpunkten zeigt für die der Herstellung folgenden Tage zunächst eine Steigerung des Reflexionsvermögens, das dann nach längerer Zeit (hier: 2 Monate) wieder langsam abnimmt (Fig. 15).

Eine künstliche Alterung eines Spiegels durch Tempern bei 400° C in Luft über 3 Stunden hatte eine Steigerung des Reflexionsvermögens um 5–10 Proz. zur Folge. Bei stärkerer Temperung blätterten die Rhodiumschichten auf, und

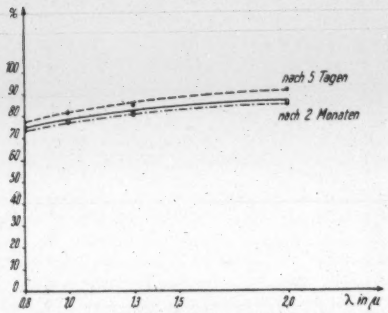


Fig. 15. Reflexionsvermögen (*Rh* zerstäubt): Alterung.

damit sank das Reflexionsvermögen. Das Tempern wirkt also auf die Metallschichten im gleichen Sinne wie eine natürliche Alterung.

D. Strukturuntersuchungen

Strukturuntersuchungen durch Röntgendiagramme[2]) ergaben nun für die bedampften Spiegel ohne Minimum dieselbe Struktur wie für bestäubte Spiegel und für das Rhodiummetall der Kathode: nämlich kubisches Gitter (α-Rhodium; A_1-Typ, $a = 3{,}8$ Å). Das Metall vom bedampften Spiegel mit dem Minimum in seiner Reflexionskurve (rotierender Spiegelträger) ergab aber — innerhalb geringer Abweichungen, die einmal durch nicht vollkommenes Anliegen der Filmenden in der Kammer und ferner durch Linienverbreiterung bedingt sind — als Modifikation hexagonales Gitter mit fast dichtester Kugelpackung ($c/a = 1{,}629$). Diese Untersuchungen wurden zur Kontrolle mehrmals wiederholt. — Bekannt ist außer dem erstgenannten A_1-Typ des Rhodiums eine einfache kubische Modifikation mit $a = 3{,}91$ Å, die nach Erhitzen auf 1500° C in das kubisch-flächenzentrierte Gitter (A_1-Typ) übergeht (9).

Es liegt der Gedanke nahe, daß bei der Rotation des Spiegelträgers eine besondere Ausrichtung der Ankristallisation stattfindet. Die Richtung der Rotationstangente steht senkrecht auf der Verdampfungsrichtung. Der Dreharm des rotierenden Trägers betrug rund 12 cm, damit eine Umdrehung rund 75 cm. In der Minute fanden durchschnittlich 60 Umdrehungen statt; somit betrug die Rotationsgeschwindigkeit rund 75 cm/sec. Nimmt man als Wert der Verdampfungsgeschwindigkeit die atomare Geschwindigkeit verdampfenden Rhodiums (größenordnungsmäßig: mehrere 100 m pro Sekunde), so wird die Drehgeschwindigkeit kaum auf die Kristallbildung einen Einfluß haben[3]). Da aber wegen der Gefahr der Zerstörung der tragenden Unterlage des Rhodiums aus Wolfram oder Molybdän die Verspiegelung meist an der Grenze der Verdampfungstemperatur des Rhodiums vor sich ging, ist es denkbar, daß bei dieser Temperatur noch keine reguläre, atomare Verdampfung stattfand, sondern daß die zugeführte Wärmeenergie gerade dazu ausreichte, ganze Atompackungen aus dem festen Metall herauszureißen und auf die darüberliegende Auffangplatte zu schleudern. Dann aber liegt nicht mehr eine atomare Verdampfungsgeschwindigkeit vor, sondern der Wert dieser Aufdampfgeschwindigkeit kommt größenordnungsmäßig an die Drehgeschwindigkeit des Spiegelträgers heran. Dadurch gewinnt die Annahme Wahrscheinlichkeit, daß die Drehung des Spiegelträgers Einfluß auf die Kristallbildung des Rhodiums ausübt. — Wenn nun diese Rhodiummetallstruktur mit ihrem anomalen Reflexionsverhalten bei zwar rotierendem Spiegelträger, aber bei durch Luftzutritt unterbrochener Verdampfung nicht auftritt, so erscheint diese Modifikation als labil, die durch Gaseinwirkung (hier: Luft) in dünnen Schichten gestört wird und zur gewöhnlichen Struktur (A_1-Typ; kubisches Gitter) umkristallisiert.

Die Arbeit wurde im II. Physikalischen Institut der Universität Berlin ausgeführt. Herrn Prof Dr. E. Schumann danke ich für die Anregung und Bereitstellung der Apparaturen zu dieser Arbeit; ebenso danke ich ihm wie Herrn Prof. Dr. Wehnelt für die rege Anteilnahme an dem Verlauf der Versuche.

6. Zusammenfassung

1. Das Reflexionsvermögen dünner Rhodiumschichten zeigte sich oberhalb 50 mμ als unabhängig von der Schichtdicke. Bei dieser Dicke wird die Umwandlungsgrenze von amorpher zu kristalliner Struktur angenommen.

2) Herr Dr. Pfefferkorn vom II. Physikalischen Institut der Universität Berlin übernahm freundlicherweise die Aufnahmen und Ausdeutung dieser Diagramme.

3) Allerdings können die horizontalen Geschwindigkeitskomponenten der auf die horizontal liegende Auffangfläche schräg auftreffenden Rhodiumteilchen sehr wohl von der Größenordnung der Drehgeschwindigkeit des Trägers werden. Diese schräg auftreffenden Dampfteilchen bilden aber naturgemäß nur einen Teil des gesamten Rhodiumdampfes. — Es sei noch auf eine Erscheinung hingewiesen, die Volmer und Estermann (10) an wachsenden Quecksilberkristallen in sehr verdünntem Quecksilberdampf beobachteten; dabei wurden offenbar die Dampfmoleküle auf der Auffangfläche nur locker adsorbiert und glitten — jetzt natürlich mit sehr viel geringerer Geschwindigkeit — an die günstigen Kristallisationsstellen vor (11).

2. Zur Schichtdickenmessung wurde die Interferenzstreifenmethode nach Wiener verwendet, die die Fehlerquellen der üblichen Wägung vermeidet. Gemessen wurde in einem Schichtdickenbereich von 20–200 mμ.
3. Spiegel, die während der Bestäubung nicht rotierten, zeigten gegenüber denen mit rotierendem Träger einen durchschnittlichen Reflexionsgewinn von 70 Proz.
4. Die Zerstäubung in *Ar* und *Ne* ergab Spiegel mit besserem Reflexionsvermögen als die in N_2 bestäubten.
5. Die Alterung der *Rh*-bestäubten Schichten bewirkte in den ersten Tagen eine Reflexionszunahme und ließ nach Monaten die Reflexion in geringem Maße unter die ursprüngliche sinken. — Eine künstliche Alterung durch Tempern hatte denselben Erfolg.
6. Ein Minimum in der Reflexionskurve bei $\lambda = 1{,}0\,\mu$ trat dann auf, wenn die Verdampfung erstens ohne Unterbrechung und ohne Luftzutritt und zweitens bei rotierendem Spiegelträger vor sich ging.
7. Verdampfungen mit ruhendem Spiegelträger und Unterbrechungen unter Luftzutritt gaben den durch Zerstäubung hergestellten Rhodiumschichten ähnliche Reflexionskurven. Dabei hatte die Kühlung der Auffangplatte eine Steigerung des Reflexionsvermögens um wenige Prozent zur Folge.
8. Eine röntgenographische Strukturuntersuchung ergab, daß die Schichten des verdampften Rhodiums mit ihrem Reflexionsminimum ein hexagonales Gitter dichtester Kugelpackung besitzen; die Aufnahmen der verdampften Schichten ohne Reflexionsminimum zeigten die Struktur des kubischen Gitters, wie es auch für das Metall der zerstäubten Schichten der Fall ist. — Über den Zusammenhang dieser Strukturveränderung mit der Herstellung des bei rotierendem Träger bedampften Spiegels wurde diskutiert.

Literaturverzeichnis

1) M. Ihringer, Diss. Berlin 1936.
2) Wiener, Ann. d. Phys. **31**, 629, 1887.
3) W. Charbonnier, Diss. Hamburg 1936.
4) Cau, Ann. d. Phys. **11**, 354, 1929.
5) Dreisch und Rütten, Zeitschr. f. Phys. **60**, 69, 1930.
6) Kramer, Ann. d. Phys. **19**, 37, 1934.
7) E. Hagen und H. Rubens, Ann. d. Phys. **8**, 440, 1902.
8) Rother und Lauch, Physik. Zeitschr. **24**, 462, 1923.
9) Jaeger und Zanstra, Proc. Acad. Amsterdam **34**, 15, 1931.
10) Volmer und Estermann, Zeitschr. f. Phys. **7**, 13, 1921.
11) Müller-Pouillet, Bd. III, 2. Hälfte, S. 235.

Berlin, im September 1939.

(Eingegangen 4. Juli 1942)

Zur Definition der Größen des elektromagnetischen Feldes und zur Theorie der Maßsysteme

Von J. Wallot

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen (AEF) hat vor einiger Zeit[1]) Entwürfe zu einigen Normblättern über die Größen des elektromagnetischen Feldes und über die magnetischen Einheiten veröffentlicht und um Äußerungen dazu gebeten. Da die Blätter neben anderen Unterschriften auch die der Deutschen Physikalischen Gesellschaft tragen sollen, halte ich es für nötig, die Vorschläge in einer den Mitgliedern dieser Gesellschaft bequem zugänglichen Zeitschrift etwas ausführlicher zu begründen. Ich werde bei dieser Gelegenheit zugleich zeigen, wie einfach und übersichtlich die Theorie der Maßsysteme wird, wenn man sie auf den Grundsätzen aufbaut, von denen sich der AEF bei seiner Arbeit seit fast zwei Jahrzehnten leiten läßt.

1. Vorbemerkungen

Größen- und Zahlenwertgleichungen[2]). Die Arbeit des AEF auf dem Gebiete der Begriffsbestimmungen und Einheiten beruht — ausgesprochen oder unausgesprochen — auf der Unterscheidung zwischen Größen- und Zahlenwertgleichungen, also auf einer gewissen Auffassung von dem Sinn physikalischer Gleichungen.

Unter einer physikalischen „Größe" versteht der AEF dabei das Produkt aus „Zahlenwert" und „Einheit". Der „Zahlenwert" sagt also aus, wieviel mal eine „Größe" (z. B. die Masse eines Körpers) größer ist als die gewählte „Einheit" (z. B. die Masse eines Grammstücks):

$$\text{Zahlenwert} = \frac{\text{Größe}}{\text{Einheit}}. \qquad (1)$$

1) Elektrotechn. Zeitschr. **62**, 765, 781, 1941. Sonderdrucke versendet der AEF auf Anforderung unentgeltlich (Anschrift: Berlin-Charlottenburg 9, Akazienallee 32).

2) Vgl. das Normblatt „Schreibweise physikalischer Gleichungen" (DIN 1313). J. Wallot, Elektrotechn. Zeitschr. **43**, 1329, 1381, 1922; Handbuch der Physik, Bd. 2, Kap. 1.

Die Rechtfertigung für diese Bestimmung des Begriffs der „Größe" liegt nur in dem Nutzen, den sie bringt.

Es ist natürlich richtig, daß es dem Wortsinn nach näher läge, unter „Größe" die (teils in dem Zahlenwert, teils in der Einheit enthaltene) Quantität (z. B. einer Kraft) zu verstehen, also gewissermaßen das, was nach Abzug der qualitativen Merkmale von dem Begriff noch übrigbleibt. Man hat es als irreführend bezeichnet, die in der „Einheit" zusammengefaßten qualitativen Merkmale zur „Größe" zu rechnen. Bis jetzt ist aber keine bessere Benennung gefunden worden. Die Erfahrung hat gezeigt, daß die richtige Verwendung des Begriffs der „Größe" samt den davon abgeleiteten Begriffen zwar erlernt werden muß, daß sie aber dem, der sie sich zu eigen gemacht hat, auf die Dauer keine Schwierigkeiten bereitet.

Auf der Definition der Größe bauen sich die Definitionen der Größen- und der Zahlenwertgleichung auf:

Eine Größengleichung ist eine Gleichung, in der die Formelzeichen physikalische Größen im Sinne von Gleichung (1) bedeuten sollen.
Eine Zahlenwertgleichung ist eine Gleichung, in der die Formelzeichen Zahlenwerte physikalischer Größen im Sinne von Gleichung (1) bedeuten sollen. (2)

Ich habe hier die Wörter „Formelzeichen" und „sollen" hervorgehoben, um Mißverständnissen vorzubeugen. In Größengleichungen können und dürfen nämlich sowohl mathematische Zahlen im engeren Sinne (z. B. $^1/_2$, $\sqrt{2}$, 4π) als auch dimensionslose Größen, ja sogar empirische Zahlenwerte vorkommen, wenn nur die Formelzeichen die Produkte aus Zahlenwerten und Einheiten bedeuten. Es widerspräche auch nicht den Definitionen (2), wenn in einer Zahlenwertgleichung „Größen" im Sinne der Definition (1) vorkämen; sie müßten dann nur jedesmal durch das Produkt aus dem Formelzeichen (d. i. dem Zahlenwert) und der Einheit dargestellt werden (z. B. l cm). Der AEF läßt jedoch Zahlenwertgleichungen, in denen „Größen" vorkommen, nicht zu, weil man mit solchen Gleichungen nur schwer rechnen könnte.

Das Wort „sollen" in Gleichung (2) bringt zum Ausdruck, daß man es einer Gleichung im allgemeinen nicht ansehen kann, ob sie in die Gruppe der Größen- oder der Zahlenwertgleichungen gehört. Maßgebend dafür ist nur der Wille dessen, der die Gleichung schreibt.

Zahlenfaktoren. Eine weitere Vorbemerkung soll sich auf die – man darf wohl sagen: unglückliche – Rolle beziehen, die der Faktor 4π in den Gleichungen der Elektrizitätslehre spielt.

Ich beginne, um das Wesentliche möglichst klar hervortreten zu lassen, mit einem Beispiel aus der Mechanik. Die Bewegungsenergie W eines Körpers der Masse m und der Geschwindigkeit v wird allgemein durch $W = mv^2/2$ definiert. Könnte man diese Gleichung auch ohne den Faktor $^1/_2$ schreiben?

Die Frage ist – sogar in doppeltem Sinne – zu bejahen. Man darf nämlich erstens die Größengleichung $W = mv^2/2$ durch die andere Größengleichung $W' = mv^2$ ersetzen; denn dann führt man nur eine neue Größe $W' = 2W$ ein. Man darf diese sogar „Bewegungsenergie" nennen, wenn man genügend oft betont, daß man darunter W' versteht; auch mit W' läßt sich die Mechanik aufbauen – zwar weniger bequem, aber nicht weniger richtig.

Man kann zweitens auch die Größengleichung

$$W = \frac{m}{2} v^2 \tag{3}$$

beibehalten und festlegen, dafür aber die zugehörigen Einheiten, die durch eckige Klammern bezeichnet seien ([. . .] ≡ Einheit von . . .), so wählen, daß die auf sie bezogene Zahlenwertgleichung die Form $W = mv^2$ annimmt. Die Bedingung, die man zu diesem Zweck den zu wählenden Einheiten auferlegen muß, ergibt sich von selbst, wenn man die der geforderten Zahlenwertgleichung

$$W = mv^2 \tag{4}$$

nach Gleichung (1) entsprechende Größengleichung hinschreibt:

$$\frac{W}{[W]} = \frac{m}{[m]} \left(\frac{v}{[v]} \right)^2; \tag{5}$$

denn aus den Gleichungen (3) und (5) folgt als die den Einheiten aufzuerlegende Bedingung die „Einheitengleichung"

$$[W] = \tfrac{1}{2} [m] [v]^2. \tag{6}$$

Sie sagt aus, daß man als Einheit von W nicht die auf $[m]$ und $[v]$ „abgestimmte" (mit $[m]$ und $[v]$ „kohärente") Einheit zu wählen hat, sondern nur die Hälfte davon. Setzt man z. B. $[m] = \mathrm{g}$, $[v] = \mathrm{cm/s}$, so hat man als Energieeinheit nicht die abgestimmte Einheit $\mathrm{g\,cm^2/s^2} = \mathrm{erg}$, sondern $\mathrm{erg}/2$ zu wählen.

Der hier wie bei der Definition zahlreicher anderer Energiegrößen auftretende Faktor $^1/_2$ entspricht formal durchaus dem „Kugelfaktor" 4π der Elektrizitätslehre. Bekanntlich hat zuerst Heaviside darauf aufmerksam gemacht, daß dieser Faktor in den von Gauß und Weber benutzten Gleichungen an der falschen Stelle

steht; so ist er in der üblichen Gleichung für die Kapazität des Plattenkondensators enthalten, während er in der üblichen Gleichung für die Kapazität des Kugelkondensators fehlt. Heaviside hat deshalb seinerzeit vorgeschlagen, die überlieferte „nichtrationale" Schreibung der Gleichungen zu ersetzen durch die „rationale", bei der im Nenner der Coulombschen Gesetze nicht das Abstandsquadrat, sondern die Kugeloberfläche steht.

Nach dem vorhin Gesagten lassen sich rational geschriebene Größengleichungen der Elektrizitätslehre durch Einführung neuer „nichtrationaler" Größen in nichtrational geschriebene umwandeln und umgekehrt. Bei Zahlenwertgleichungen lassen sich die entsprechenden Umwandlungen, wenn die zugehörigen Größengleichungen in einer bestimmten Schreibweise festgelegt sind, durch Einfügung des Kugelfaktors 4π in die Einheitengleichungen herbeiführen, also durch Wahl nicht abgestimmter (nicht kohärenter) Einheiten. Im folgenden werden wir beide Wege gehen.

Da man jede einzelne Grundgleichung der Elektrizitätslehre rational oder nichtrational schreiben kann oder wenigstens schreiben könnte, gibt es Gleichungssysteme, die auf teils rational, teils nichtrational geschriebenen Grundgleichungen aufgebaut sind. Von solchen „Mischschreibweisen"[3]) wollen wir im folgenden der Einfachheit halber absehen und nur zwei Schreibweisen unterscheiden, die „rationale" im Sinne Heavisides und die „nichtrationale", die wir im Abschnitt 23 genauer festlegen werden.

2. Größen des elektromagnetischen Feldes
(Entwürfe 51 und 57 des AEF)

21. Allgemeines

Größenmäßigkeit der Definitionen des AEF. Die Definitionen der Entwürfe 51 und 57 sind als Definitionen der Größen des Feldes im Sinne von Gleichung (1) anzusehen.

Die größenmäßige Definition hat vor der zahlenwertmäßigen einen großen Vorteil voraus. Definiert man nämlich, wie es meist geschieht, die Zahlenwerte; so muß man von vornherein auf die ihnen zuzuordnenden Einheiten Rücksicht nehmen. Um alle denkbaren Maßsysteme und Einheitenzusammenstellungen zu umfassen, muß man den Gleichungen Faktoren beigeben, über die man später in geeigneter Weise verfügt. Man kann bei diesem Verfahren meist schwer entscheiden, ob ein Faktor notwendig oder nur den Einheiten zuliebe zugefügt ist.

Anders, wenn man die Größen definiert; denn diese haben mit Einheiten überhaupt nichts zu tun, da das Produkt aus Zahlenwert und Einheit bei Einheitenwechseln unverändert bleibt.

Um ein Beispiel zu geben: Der Zahlenwert der Geschwindigkeit v muß durch $v = k\,\mathrm{d}s/\mathrm{d}t$ definiert werden, wenn beliebige Einheiten zugelassen werden sollen. Die Größe v dagegen wird zweckmäßigerweise durch $v = \mathrm{d}s/\mathrm{d}t$ definiert; denn schriebe man $v = k\,\mathrm{d}s/\mathrm{d}t$, so wäre gar nicht v, sondern nur die Kombination v/k definiert. In der größenmäßigen Definition der Geschwindigkeit ist daher der Faktor k überflüssig; die Kombination v/k ist als eine einzige Größe aufzufassen.

Bei allen größenmäßigen Definitionsgleichungen ist in dieser Weise zu untersuchen, ob sie keine überflüssigen Faktoren enthalten.

Universalkonstante. Ich gebe hierfür noch ein Beispiel, das in der Theorie der Maßsysteme eine Rolle gespielt hat. Man hat die Meinung vertreten, in die Verknüpfungsgleichungen des elektromagnetischen Feldes müsse eine „Universalkonstante" Γ eingesetzt werden; d. h. die beiden Maxwellschen Gleichungen müßten – als Größengleichungen – in der Form

$$\Gamma \operatorname{rot} \mathfrak{H} = \mathfrak{i} + \frac{\partial \mathfrak{D}}{\partial t}, \quad \Gamma \operatorname{rot} \mathfrak{E} = -\frac{\partial \mathfrak{B}}{\partial t} \qquad (7)$$

geschrieben werden.

Man überzeugt sich aber leicht davon, daß dann in den Gleichungen der Elektrizitätslehre neben den elektrischen Größen doch nur die magnetischen Kombinationen $\mathfrak{B}' = \mathfrak{B}/\Gamma$, $\mathfrak{H}' = \Gamma\mathfrak{H}$ und $\mu'_{\mathrm{abs}} = \mu_{\mathrm{abs}}/\Gamma^2$ vorkämen. Diese Kombinationen setzen sich zwar aus 4 Größen zusammen, stellen aber in Wirklichkeit nur 3 Größen dar. Die Universalkonstante Γ ist daher in den Größengleichungen genau so überflüssig wie die Konstante k in der Definition der Geschwindigkeit.

Noch unmittelbarer zeigen das die Definitionen der Entwürfe 51 und 57. Diese Definitionen sind nämlich so angeordnet, daß jede einzelne von ihnen eine und nur eine neue Größe einführt. Man kann bei ihnen daher so einfach wie bei der Definition der Geschwindigkeit prüfen, ob sie keine überflüssigen Faktoren enthalten. Die Prüfung zeigt, daß in den beiden Folgen von Definitionen für eine Universalkonstante kein Platz ist.

Proportionalitätskonstanten. Empirische Ansätze, die zum Ausdruck bringen, daß eine schon definierte Größe erfahrungsgemäß einem Potenzprodukt anderer ebenfalls schon definierter Größen proportional ist, sind als Definitionen der in ihnen vorkommenden Proportionalitätskonstanten anzusehen.

3) Vgl. z. B. G. Darrieus, Bull. Soc. franç. Électr. (5) **6**, 959, 1936; **7**, 562, 568, 1937.

Zu den Proportionalitätskonstanten gehören auch die Influenzkonstante ε_0 und die Induktionskonstante μ_0, die in den Entwürfen 51 und 57 je an dritter Stelle definiert werden. Ihr Entdecker ist der Italiener Giorgi[4]; er hat aus einem schon von Maxwell ausgesprochenen Gedanken als erster die praktische Folgerung gezogen. Warum man vor Giorgi von der Existenz der Konstanten ε_0 und μ_0 nichts gewußt hat, wird aus den Ausführungen im Abschnitt 3 hervorgehen: bei allen vor den Arbeiten Giorgis verwendeten Maßsystemen waren ε_0 oder μ_0 Grundeinheiten; ihr Zahlenwert war daher gleich 1, d. h. er durfte gestrichen werden.

Reihenfolge der Definitionen, Analogien. Der AEF beginnt in den Entwürfen 51 und 57 mit den Vektoren der elektrischen Feldstärke und der magnetischen Induktion, weil er diese Vektoren für besonders wichtig hält. Von ihnen hängen die elektrostatischen und elektrodynamischen Kraftwirkungen und die Induktionswirkungen unmittelbar ab; von ihnen leiten sich außerdem die so wichtigen Begriffe der elektrischen Spannung und des magnetischen Flusses her, und die Dichte des Leitungsstroms ist der elektrischen Feldstärke proportional. Demgegenüber spielen die elektrische Verschiebung und die magnetische Feldstärke — beide Vektoren im Sinne des Entwurfs verstanden — mehr die Rolle von Hilfsvektoren.

Im übrigen laufen die Definitionen der Entwürfe 51 und 57 einander genau parallel.

Wer an dem alten Maxwellschen Parallelismus der Felder festhält, wird die vom AEF durchgeführte, aus praktischen Erwägungen entsprungene Anordnung der Definitionen vielleicht unbefriedigend finden. Ich selbst halte die Analogien, die sich in den Entwürfen ausdrücken und die sich schon in früheren Entwürfen des AEF aus den Jahren 1930 und 1932 finden, für einleuchtender und leichter verständlich als alle andern, und ich freue mich, daß sich A. Sommerfeld vor einigen Jahren auf denselben Standpunkt gestellt hat[5].

Selbst der Umstand, daß in den beiden Entwürfen überall Linienintegrale Flächenintegralen entsprechen und umgekehrt, ist sinnvoll, da er mit dem Vektorcharakter der elektrischen und dem Drehgrößencharakter der magnetischen Größen zusammenhängt[6].

4) G. Giorgi, Vortrag bei der Tagung der Associazione Elettrotecnica Italiana am 13. Okt. 1901. Der Name „Influenzkonstante" ist von R. W. Pohl, der Name „Induktionskonstante" von H. Dießelhorst vorgeschlagen worden.

5) A. Sommerfeld, Zeitschr. f. techn. Phys. **16**, 420, 1935; Physik. Zeitschr. **36**, 814, 1935.

6) J. Wallot, Elektrotechn. Zeitschr. **47**, 1009, 1926.

22. Bemerkungen zu einzelnen Definitionen

Feldvektoren. Das unter 21 Gesagte gilt nur für die Größen der beiden Entwürfe. Daß man auch andere Größen definieren könnte, darüber ist sich der AEF nicht im unklaren. So könnte man einen von der Feldstärke $\mathfrak{H}$ des Entwurfs 51 verschiedenen Vektor $\mathfrak{H}' = \mu_0 \mathfrak{H}$ definieren und an Stelle von $\mathfrak{H}$ allein benutzen. Vom logischen Standpunkt aus wäre dagegen nichts einzuwenden. Der AEF hat es jedoch als seine Aufgabe angesehen, aus der Zahl an sich einwandfreier Definitionen die zweckmäßigsten herauszugreifen. Wenn man auf den Vektor $\mathfrak{H}'$ nicht verzichten will, dann sollte man ihn wenigstens nicht „magnetische Feldstärke" nennen; denn er hat ja die Dimension einer Induktion, und Wörter und Formelzeichen stehen uns nicht im Überfluß zur Verfügung. Der AEF hat es für das zweckmäßigste gehalten, vier Feldvektoren ($\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{D}$, $\mathfrak{B}$ und $\mathfrak{H}$) zu definieren, und zwar so, daß sie verschiedene Größen von verschiedener Dimension darstellen[7]. Dadurch soll niemand gezwungen werden, diese Vektoren auch alle vier wirklich zu benutzen. Wenn man es aber vorzieht, die Theorie des elektromagnetischen Feldes auf nur zwei Vektoren aufzubauen, dann sollte man diese wenigstens im Einklang mit den Definitionen des AEF benennen und bezeichnen. Solange unter so wichtigen Begriffen, wie es die Feldvektoren sind, der eine dies, der andere jenes versteht, sind Mißverständnisse unvermeidlich[8].

Magnetisierung und magnetisches Moment. Einer besonderen Erläuterung bedarf die vom AEF in dem neuen Entwurf 51 gegebene Definition der Magnetisierung $\mathfrak{J} = \mathfrak{B}/\mu_0 - \mathfrak{H}$. In früheren Entwürfen war das μ_0-fache, also der Vektor $\mathfrak{M} = \mathfrak{B} - \mu_0 \mathfrak{H}$ als „Magnetisierung" definiert; er soll jetzt „magnetische Polarisation" heißen.

Die Entscheidung für die eine oder die andre dieser beiden Definitionen ist nur zum Teil eine Entscheidung für eine bestimmte Namengebung. Denn die Magnetisierung soll ja — darüber besteht Einigkeit — das magnetische Moment der Raumeinheit sein; ihre Definition ist also starr mit der des magnetischen Moments verbunden. In den letzten Jahren ist viel über diese Frage gesprochen und geschrieben worden; ich erinnere daran, daß sich vor einiger Zeit auch A. Sommerfeld für die neuere Definition eingesetzt hat. Nach ihm ist die Magnetisierung wie die magnetische Feldstärke eine Quantitätsgröße (Coulomb-Größe); die Induktion als

7) W. Amrein, Bull. schweiz. elektrotechn. Ver. **28**, 486, 1937.

8) Vgl. hierzu F. Emde, Zeitschr. f. physik.-chem. Unterr. **48**, 145, 1935.

Intensitätsgröße (Volt-Größe) ist der Summe der Quantitätsgrößen $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{J}$ proportional. Diese Auffassung liegt auch der Darstellung in den bekannten Lehrbüchern von Mie[9]) und Tomaschek[10]) zugrunde.

Der Einwand, daß bei der neueren Definition die Analogie der Gleichungen

$$\mathfrak{D} = \varepsilon_0 \mathfrak{E} + \mathfrak{P}, \qquad \mathfrak{B} = \mu_0 \mathfrak{H} + \mathfrak{M} \tag{8}$$

verlorengehe, braucht dabei nicht schwer genommen zu werden. Denn man kann auch die folgenden Gleichungen einander gegenüberstellen:

$$\mathfrak{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}(\mathfrak{D} - \mathfrak{P}), \quad \mathfrak{B} = \mu_0 (\mathfrak{H} + \mathfrak{J}); \tag{9}$$

dann entsprechen sich $\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{B}$, $1/\varepsilon_0$ und μ_0, $\mathfrak{D}$ und $\mathfrak{H}$, $\mathfrak{P}$ und $-\mathfrak{J}$, und das steht in der besten Übereinstimmung mit den Analogien, die der AEF, wie schon hervorgehoben, auch sonst seinen Festsetzungen zugrunde legt[11]).

Die Erfahrung weist uns bis jetzt in dieser Frage keinen bestimmten Weg. Der eine Verfasser behauptet, das auf einen Magnet ausgeübte Drehmoment ändere sich mit der Permeabilität des umgebenden Feldmediums, der andere dagegen, es sei von ihr unabhängig; und beide behaupten das mit der gleichen Bestimmtheit. H. Dießelhorst[12]) hat daher kürzlich vorgeschlagen, die Streitfrage durch Versuche zu entscheiden.

Auch im AEF sind die Meinungen nicht einheitlich. Den Ausschlag hat bei seiner Entscheidung schließlich eine mehr praktische Erwägung gegeben, die mit der Magnetisierungseinheit zusammenhängt und auf die ich im Abschnitt 3 zurückkommen werde.

Die Festsetzung des AEF ist übrigens nach meiner persönlichen Ansicht unabhängig von dem Ausgang etwaiger Versuche. Sollte es sich herausstellen, daß das magnetische Moment eines Dauermagnets, definiert als Quotient „Drehmoment durch Induktion", nicht unveränderlich, sondern von der Art des umgebenden Mediums abhängig ist, so wäre das nur eine Bestätigung dafür, daß die Begriffe der magnetischen Polstärke und des magnetischen Moments nützliche Hilfsbegriffe sind, aber nicht mehr. Es wäre nicht richtig, solchen Hilfsbegriffen von beschränkter Bedeutung die Übersichtlichkeit der Grundgleichungen zu opfern.

Magnetische Suszeptibilität. Die dimensionslose Größe Suszeptibilität $\varkappa$ muß im Rahmen des Entwurfs zweifellos als das Verhältnis der Größe $\mathfrak{J}$ zu der Größe $\mathfrak{H}$ definiert werden[13]). Leider ist der sich so ergebende Wert der Suszeptibilität nahezu 4π-mal so groß wie der in allen Tafeln angegebene Wert, der als das Verhältnis der Zahlenwerte von $\mathfrak{J}$ und $\mathfrak{H}$ im elektromagnetischen CGS-System definiert wird. Dieser Schwierigkeit weicht der Entwurf des AEF dadurch aus, daß er den Wert, dem er das Formelzeichen $\varkappa$ zuordnet, als den üblichen Zahlenwert definiert und die größenmäßige Definition nur mit Worten gibt. Ich halte es heute für zweckmäßiger und folgerichtiger, auch bei der Suszeptibilität zwischen absoluten und relativen Werten zu unterscheiden: Die absolute Suszeptibilität $\varkappa_{\text{abs}}$ ist die größenmäßig definierte, die relative $\varkappa_{\text{rel}}$ die in den Tafeln angegebene, und es ist[14]) $\varkappa_{\text{abs}} \approx 4\pi \cdot \varkappa$.

23. Rationale und nichtrationale Größen

Der AEF hat seinen Definitionen die rationale Schreibung zugrunde gelegt. Um zu zeigen, welche Tragweite dies hat, stelle ich in dem folgenden System (10) zunächst einige der wichtigsten Grundgrößengleichungen zusammen, von denen die meisten in den beiden Entwürfen enthalten sind:

$$\left.\begin{aligned}
&\mathfrak{K} = Q\mathfrak{E}, && U = \int \mathfrak{E}\,\mathrm{d}\mathfrak{r},\\
&I = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}t}, && \mathfrak{K} = I(\mathfrak{s} \times \mathfrak{B}),\\
&\mathfrak{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}(\mathfrak{D} - \varphi\mathfrak{P}), && \mathfrak{B} = \mu_0(\mathfrak{H} + \varphi\mathfrak{J}),\\
& && D = |\mathfrak{m}\|\mathfrak{B}|,\\
&\varphi Q = \int \mathfrak{D}\,\mathrm{d}\mathfrak{f}, && \int \mathfrak{H}\,\mathrm{d}\mathfrak{r} = \varphi I,\\
&w_e = \frac{\mathfrak{E}\mathfrak{D}}{2\varphi}, && w_m = \frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{2\varphi}.
\end{aligned}\right\} \tag{10}$$

Darin bedeuten $\mathfrak{K}$ die Kraft, D das Drehmoment, $\mathfrak{m}$ das magnetische Moment, w die Energiedichte; die übrigen Formelzeichen sind die üblichen (DIN 1304).

9) G. Mie, Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus, 2. Aufl. Ferdinand Enke, Stuttgart 1941.

10) R. Tomaschek, Grimsehls Lehrbuch der Physik, 8. Aufl., Bd. 2, 1. Teil. B. G. Teubner, Leipzig und Berlin 1938.

11) Westphal schlägt neuerdings vor, auch noch das Vorzeichen von $\mathfrak{J}$ umzukehren: W. Westphal, Zeitschr. f. Phys. **119**, 164, 1942.

12) H. Dießelhorst, Elektrotechn. Zeitschr. **62**, 497, 1941.

13) Abweichende Definitionen der elektrischen und der magnetischen Suszeptibilität sind neuerdings von Westphal vorgeschlagen worden: a. a. O.

14) Man könnte sogar $\varkappa_{\text{abs}} = \varkappa_0 \varkappa_{\text{rel}}$ schreiben; das würde an die Beziehung $\mu_{\text{abs}} = \mu_0 \mu_{\text{rel}}$ erinnern. Es wäre $\mu_0 \approx 4\pi \cdot 10^{-9}$ H/cm, $\varkappa_0 \approx 4\pi$.

Der Faktor φ ist bei der in dem Normblatt DIN 1313 festgelegten „rationalen" Schreibung der Größengleichungen gleich 1. Unter der „nichtrationalen" Schreibung wollen wir die Schreibung verstehen, bei der der Faktor φ den Wert 4π hat.

Wie im Falle der Bewegungsenergie wollen wir nun über die in den Entwürfen 51 und 57 allein definierten rationalen Größen hinaus noch nichtrationale Größen einführen, die wir vor den rationalen durch Striche auszeichnen. Da es in der Mechanik keine Unterscheidung zwischen rationalen und nicht rationalen Größen gibt, gelten nach den Gleichungen (10) offenbar die Bedingungen:

$$\left.\begin{array}{ll} Q'\mathfrak{E}' = Q\mathfrak{E}\,, & \dfrac{U'}{\mathfrak{E}'} = \dfrac{U}{\mathfrak{E}}\,, \\ \dfrac{I'}{Q'} = \dfrac{I}{Q}\,, & I'\mathfrak{B}' = I\mathfrak{B}\,, \\ \dfrac{\varepsilon_0'\mathfrak{E}'}{\mathfrak{D}'} = \dfrac{\varepsilon_0\mathfrak{E}}{\mathfrak{D}}\,, & \dfrac{\mathfrak{D}'}{4\pi\mathfrak{P}'} = \dfrac{\mathfrak{D}}{\mathfrak{P}}\,, \\ \dfrac{\mathfrak{B}'}{\mu_0'\mathfrak{H}'} = \dfrac{\mathfrak{B}}{\mu_0\mathfrak{H}}\,, & \dfrac{\mathfrak{H}'}{4\pi\mathfrak{J}'} = \dfrac{\mathfrak{H}}{\mathfrak{J}}\,, \\ \mathfrak{m}'\mathfrak{B}' = \mathfrak{m}\mathfrak{B}\,, & \dfrac{4\pi Q'}{\mathfrak{D}'} = \dfrac{Q}{\mathfrak{D}}\,, \\ \dfrac{\mathfrak{H}'}{4\pi I'} = \dfrac{\mathfrak{H}}{I}\,, & \dfrac{\mathfrak{E}'\mathfrak{D}'}{4\pi} = \mathfrak{E}\mathfrak{D}\,, \\ \dfrac{\mathfrak{B}'\mathfrak{H}'}{4\pi} = \mathfrak{B}\mathfrak{H}\,. & \end{array}\right\} \quad (11)$$

Man erkennt nun leicht, daß die vorletzte Bedingung aus der 1. und 10., die letzte aus der 3., 4. und 11. hergeleitet werden können; es gibt also nur 11 voneinander unabhängige Bedingungsgleichungen für die 12 nichtrationalen Größen

$$Q',\ \mathfrak{E}',\ U',\ I',\ \mathfrak{B}',\ \varepsilon_0',\ \mathfrak{D}',\ \mathfrak{P}',\ \mu_0',\ \mathfrak{H}',\ \mathfrak{J}',\ \mathfrak{m}'.$$

Daraus folgt, daß man eine dieser Größen willkürlich wählen kann; das hängt damit zusammen, daß man in der Elektrizitätslehre einer vierten nichtmechanischen Grundgröße bedarf.

Es erleichtert nun die Übersicht, wenn man die 12 in den Gleichungen (11) vorkommenden Größen in drei Gruppen einordnet:

$$\left.\begin{array}{l} \text{1. Gruppe: } Q,\ \mathfrak{E},\ U,\ I,\ \mathfrak{B},\ \mathfrak{P},\ \mathfrak{J},\ \mathfrak{m}; \\ \text{2. Gruppe: } \mathfrak{D},\ \mathfrak{H}; \\ \text{3. Gruppe: } \varepsilon_0,\ \mu_0. \end{array}\right\} \quad (12)$$

Wählt man als elektrische Grundgröße eine Größe der ersten Gruppe, so stimmen die acht nichtrationalen Größen dieser Gruppe nach Gleichung (11) mit den rationalen überein, sie sind „invariant gegen Rationalisierung"[15]). Die vier nichtrationalen Größen der beiden anderen Gruppen dagegen sind mit den rationalen durch die Gleichungen

$$\left.\begin{array}{ll} \mathfrak{D}' = 4\pi\mathfrak{D}\,, & \varepsilon_0' = 4\pi\varepsilon_0\,, \\ \mathfrak{H}' = 4\pi\mathfrak{H}\,, & \mu_0' = \dfrac{\mu_0}{4\pi} \end{array}\right\} \quad (13)$$

verknüpft. Dazu kommen noch weitere Größen, die in den Gleichungen (11) nicht berücksichtigt sind, z. B. der Fluß der elektrischen Verschiebung, die magnetische Spannung und die Suszeptibilitäten.

Wählt man als elektrische Grundgröße eine Größe der zweiten Gruppe, so muß man bei den Größen der ersten und dritten Gruppe, also bei 10 Größen von 12, zwischen der rationalen und der nichtrationalen Definition unterscheiden; und zwar gilt nach den Gleichungen (10)

$$\left.\begin{array}{ll} \mathfrak{E}' = 4\pi\mathfrak{E}\,, & Q' = \dfrac{Q}{4\pi}\,, \\ U' = 4\pi U\,, & I' = \dfrac{I}{4\pi}\,, \\ \mathfrak{B}' = 4\pi\mathfrak{B}\,, & \mathfrak{P}' = \dfrac{\mathfrak{P}}{4\pi}\,, \\ \mathfrak{J}' = \dfrac{\mathfrak{J}}{4\pi}\,, & \mathfrak{m}' = \dfrac{\mathfrak{m}}{4\pi}\,, \\ \varepsilon_0' = \dfrac{\varepsilon_0}{4\pi}\,. & \mu_0' = 4\pi\mu_0\,. \end{array}\right\} \quad (14)$$

Am wichtigsten für das Folgende ist jedoch der dritte Fall: Wählt man eine Größe der dritten Gruppe, also ε_0 oder μ_0, als elektrische Grundgröße, dann gelten nach den Gleichungen (10) wieder für 10 Größen von 12 – die Gleichungen:

$$\left.\begin{array}{ll} \mathfrak{E}' = \sqrt{4\pi}\mathfrak{E}\,, & Q' = \dfrac{Q}{\sqrt{4\pi}}\,, \\ U' = \sqrt{4\pi}U\,, & I' = \dfrac{I}{\sqrt{4\pi}}\,, \\ \mathfrak{B}' = \sqrt{4\pi}\mathfrak{B}\,, & \mathfrak{P}' = \dfrac{\mathfrak{P}}{\sqrt{4\pi}}\,, \\ \mathfrak{J}' = \dfrac{\mathfrak{J}}{\sqrt{4\pi}} & \mathfrak{m}' = \dfrac{\mathfrak{m}}{\sqrt{4\pi}}\,, \\ \mathfrak{D}' = \sqrt{4\pi}\mathfrak{D}\,, & \mathfrak{H}' = \sqrt{4\pi}\mathfrak{H}\,. \end{array}\right\} \quad (15)$$

(Es ist $\sqrt{4\pi} = 3{,}5449$; $1/\sqrt{4\pi} = 0{,}28210$.)

15) Unter einer „invarianten" Größe oder Einheit wird hier immer eine Größe oder Einheit verstanden, deren Definition unabhängig davon ist, ob die Gleichungen rational oder nichtrational geschrieben werden. Die „Invarianz gegen Rationalisierung" ist natürlich etwas anderes als die häufig ebenfalls betrachtete „Invarianz gegen Einheitenwechsel".

Die Rationalisierung macht sich also im ersten Falle nur wenig, im zweiten und dritten aber stark geltend. Sie ist demnach durchaus keine einschneidende Maßnahme, wenn man den ersten der drei Wege geht; leider aber ist man vor den Arbeiten Giorgis fast immer den dritten Weg gegangen, d. h. man hat, wenn auch ohne sich dessen bewußt zu werden, die Invarianz der Größen ε_0 und μ_0 gefordert.

Der AEF hat in seinen Entwürfen 51 und 57 als elektrische Grundgröße die Elektrizitätsmenge Q gewählt. Legt ein Benutzer der Entwürfe also Wert darauf, die Größengleichungen nichtrational zu schreiben, so braucht er gemäß den Gleichungen (13) nur ganz wenige nichtrationale Größen zusätzlich zu definieren.

Will man in den Gleichungen (11) auch die magnetische Polarisation $\mathfrak{M}$ und das auf die magnetische Feldstärke bezogene magnetische Moment berücksichtigen, so muß man diese beiden Größen in die zweite Gruppe einreihen. Ich sehe hierin eine weitere Stütze der Ansicht, daß die Magnetisierung $\mathfrak{J}$ und nicht die magnetische Polarisation $\mathfrak{M}$ das Gegenstück zu der zur ersten Gruppe gehörenden elektrischen Polarisation darstellt und daß es sich demgemäß empfiehlt, das magnetische Moment auf die Induktion und nicht auf die Feldstärke zu beziehen.

3. Theorie der Maßsysteme (Entwurf 52).

31. Einheitengleichungen

„Einheitengleichungen" sind Gleichungen, nach denen man „abgeleitete" Einheiten auf einige wenige „Grundeinheiten" zurückführen kann. Aus der Tatsache, daß Einheitengleichungen bestehen, folgt, daß sich die einzelnen Maßsysteme nur durch die in den Einheitengleichungen etwa vorkommenden Zahlenfaktoren und durch die benutzten Grundeinheiten voneinander unterscheiden können. Man bezeichnet die Zahlenfaktoren der Einheitengleichungen [z. B. den Faktor $1/8$ der Gleichung (6)] auch als „Umrechnungsfaktoren".

Umrechnungsfaktoren. Da wir nur auf zwei Schreibweisen der Zahlenwertgleichungen, die rationale und die nichtrationale, Rücksicht nehmen wollen, gibt es für uns auch bei den Umrechnungsfaktoren nur zwei Möglichkeiten. Nun hat der AEF für die Größengleichungen die rationale Schreibung festgelegt; bei allen rationalen Maßsystemen müssen daher die Umrechnungsfaktoren gleich 1 gesetzt werden, die Einheiten der Systeme sind aufeinander abgestimmt (kohärent). Die Umrechnungsfaktoren der nichtrationalen Systeme dagegen sind Potenzen der Zahl 4π; die Einheiten dieser Systeme sind daher nicht aufeinander abgestimmt (inkohärent). (Hätte der AEF die nichtrationale Schreibung der Größengleichungen festgelegt, so müßten die umgekehrten Schlüsse gezogen werden.)

Um rationale und nichtrationale Systeme zugleich zu umfassen, werden wir wieder eine Zahl φ benutzen, die bei den rationalen Systemen gleich 1, bei den nichtrationalen gleich 4π ist. „Invarianz" heißt also soviel wie „Unabhängigkeit von φ".

Grundeinheiten. Das „CGS-System" der Mechanik wird gewöhnlich durch die drei Grundeinheiten Zentimeter, Gramm, Sekunde definiert. Man erhält aber natürlich dasselbe System, d. h. dieselbe Zusammenstellung von Einheiten, wenn man neben der Sekunde z. B. das Erg und das Dyn als „definierende Grundeinheiten" wählt. Die Wahl der definierenden Grundeinheiten ist demnach willkürlich. Eine übersichtliche Darstellung ist aber nur möglich, wenn man sich für bestimmte definierende Grundeinheiten entscheidet. Man wählt in der Regel die Grundeinheiten, die als solche von internationalen Körperschaften festgelegt sind und nach denen man die Systeme gewöhnlich auch benennt.

Von den Grundeinheiten sind die „Urmaße" zu unterscheiden, von denen sich die Grundeinheiten und damit auch alle abgeleiteten Einheiten herleiten. Die Urmaße können Eigenschaften greifbarer irgendwo aufbewahrter Körper sein, aber auch durch Naturkonstanten dargestellt werden. Die Urmaße des CGS-Systems der Mechanik z. B. sind der Abstand (m) zwischen den Endstrichen des internationalen Meter-Prototyps bei der Temperatur des schmelzenden Eises, die Masse des internationalen Kilogramm-Prototyps (kg) und der mittlere Sonnentag (d). Aus diesen Urmaßen leiten sich die gewöhnlich benutzten definierenden Grundeinheiten des Systems (cm, g, s) mit Hilfe der Faktoren 10^{-2}, 10^{-3} und $1/86400$ her. Die Urmaße des „technischen" (Sekunden-) Systems der Mechanik stimmen mit denen des CGS-Systems überein. Bei ihm ergeben sich jedoch die in der Regel gewählten definierenden Grundeinheiten aus den Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} [\text{Länge}] &= \text{m}, \\ [\text{Kraft}] &= 9{,}80665 \cdot 86400^2 \frac{\text{mkg}}{\text{d}^2}, \\ [\text{Zeit}] &= \frac{\text{d}}{86400}. \end{aligned}\right\} \quad (16)$$

Natürlich könnte man als definierende Grundeinheiten des technischen Systems ebensogut die Einheiten

$$\left.\begin{aligned} [\text{Länge}] &= \text{m}, \\ [\text{Masse}] &= 9{,}80665\ \text{kg}, \\ [\text{Zeit}] &= \frac{\text{d}}{86400} \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

ansehen; das ist nur nicht üblich.

Im folgenden werde ich Einheitengruppen, die – z. B. in tafelartigen Zusammenstellungen oder bei Zahlenrechnungen – als Grundeinheiten benutzt werden oder benutzt werden können (z. B. erg, dyn, s), auch als „rechnerische" Grundeinheiten bezeichnen. Definierende Grundeinheiten (z. B. cm, g, s) können zugleich als rechnerische Grundeinheiten dienen.

Ableitung der Einheitengleichungen. Wir wollen bei der Ableitung der Einheitengleichungen die zu wählenden definierenden Grundeinheiten vorläufig noch beliebig lassen, dagegen, wie schon gesagt, keine anderen Umrechnungsfaktoren berücksichtigen als die der rationalen und nichtrationalen Systeme.

An die Spitze stellen wir daher die folgenden Zahlenwertgleichungen:

$$\left.\begin{aligned} &\mathfrak{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}(\mathfrak{D} - \varphi\mathfrak{P}), \qquad \mathfrak{B} = \mu_0(\mathfrak{H} + \varphi\mathfrak{J}), \\ &w_e = \frac{\mathfrak{E}\mathfrak{D}}{2\varphi}, \qquad w_m = \frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{2\varphi}, \\ &\alpha\,\text{rot}\,\mathfrak{H} = \varphi\mathfrak{i} + \frac{\partial\mathfrak{D}}{\partial t}, \qquad \alpha\,\text{rot}\,\mathfrak{E} = -\frac{\partial\mathfrak{B}}{\partial t}, \\ &U = \int \mathfrak{E}\,\text{d}\mathfrak{r}, \qquad I = \int \mathfrak{i}\,\text{d}\mathfrak{f}, \qquad R = \frac{U}{I}. \end{aligned}\right\} \qquad (18)$$

Setzt man $\varphi = \alpha = 1$, so erhält man die rationalen, setzt man $\varphi = 4\pi$, $\alpha = 1$, so erhält man die nichtrationalen Zahlenwertgleichungen. Versteht man unter den Formelzeichen die Größen, so stellen die Gleichungen (18) mit $\varphi = \alpha = 1$ zugleich die Größengleichungen dar. Die Bedeutung des Faktors α kann erst später (im Abschnitt 34) erklärt werden; wir setzen ihn zunächst durchweg gleich 1.

Wie bei der Ableitung von Gleichung (6) denken wir uns die Zahlenwertgleichungen (18) als Größengleichungen geschrieben; dann dividieren wir sie durch die allgemeinen Größengleichungen. Bei der 4. Gleichung z. B. teilen wir

$$\frac{w_m}{[w]} = \frac{1}{2\varphi}\frac{\mathfrak{B}}{[\mathfrak{B}]}\frac{\mathfrak{H}}{[\mathfrak{H}]} \quad \text{durch} \quad w_m = \frac{\mathfrak{B}\mathfrak{H}}{2};$$

dann erhalten wir

$$[\mathfrak{B}][\mathfrak{H}] = \frac{[w]}{\varphi}. \qquad (19)$$

in derselben Weise verfahren wir bei allen anderen Gleichungen (18). So ergeben sich für die 15 Einheiten $[\mathfrak{D}]$, $[\varepsilon_0]$, $[\mathfrak{E}]$, $[\mathfrak{P}]$, $[\mathfrak{B}]$, $[\mu_0]$, $[\mathfrak{H}]$, $[\mathfrak{J}]$, $[w]$, $[\mathfrak{i}]$, $[I]$, $[t]$, $[U]$, $[I]$, $[R]$ 12 Einheitengleichungen. Von diesen ist eine mit einer anderen identisch; man kann also 11 Einheiten durch vier – beliebig wählbare – Grundeinheiten ausdrücken.

In Tafel 1 ist dies für drei Gruppen zu je 4 Grundeinheiten geschehen; die Einheiten $[\mathfrak{P}]$ und $[\mathfrak{i}]$ sind weggelassen. Jede dieser drei Gruppen setzt sich aus Grundeinheiten zusammen, die im Laufe der Entwicklung der Maßsysteme tatsächlich als definierende Grundeinheiten benutzt worden sind.

Man beachte, daß in der Spalte 2 Quadratwurzeln auftreten, weil neben Gleichung (19) auch die aus der 2. Gleichung (18) folgende Einheitengleichung $[\mathfrak{B}]/[\mathfrak{H}] = [\mu_0]$ richtig ist. Für die Spalte 1 gilt das Entsprechende.

Die Gleichungen der Tafel 1 gelten für alle rationalen und nichtrationalen Maßsysteme der Elektrizitätslehre; sie bilden die tragfähige Grundlage für deren Theorie[16]).

32. Die definierenden Grundeinheiten der wichtigsten Maßsysteme

CGS-Systeme. Die Einheiten der einzelnen Maßsysteme ergeben sich aus den Einheitengleichungen der Tafel 1 durch Wahl bestimmter Grundeinheiten.

Den CGS-Systemen müßte man – dem Brauch entsprechend – eigentlich die Einheiten cm, g, s zugrunde legen. Da die Masse aber keine elektrische Größe ist, empfiehlt es sich, die Einheit $[w]$ zu wählen, also

$$[l] = \text{cm}, \quad [t] = \text{s}, \quad [w] = \frac{\text{erg}}{\text{cm}^3}. \qquad (20)$$

zu setzen. Die vierten Grundeinheiten der CGS-Systeme ergeben sich aus der Tatsache, daß der Zahlenwert $\varepsilon_0/[\varepsilon_0]$ in allen elektrostatischen CGS-Systemen und der Zahlenwert $\mu_0/[\mu_0]$ in allen elektromagnetischen CGS-Systemen gleich 1 gesetzt wird. Und zwar gilt dies für rationale wie für nichtrationale Systeme. Es ist also

$$\left.\begin{aligned} [\varepsilon_0] &= \varepsilon_0 \text{ in den elektrostatischen Systemen}, \\ [\mu_0] &= \mu_0 \text{ in den elektromagnetischen Systemen}, \end{aligned}\right\} \qquad (21)$$

16) Um die Übersichtlichkeit zu erhöhen, habe ich in der Tafel nur 10 Einheiten berücksichtigt. Ich möchte aber wenigstens in einer Fußnote zufügen, daß für die Einheit der Induktivität die folgenden Beziehungen gelten:

$$[L] = \alpha\frac{[\mathfrak{B}][l]^2}{[I]} = \frac{1}{\varphi}\frac{[t]^2}{[l]}\frac{1}{[\varepsilon_0]} = \frac{\alpha^2}{\varphi}[l]\,[\mu_0] = [t][R].$$

Tafel 1. Einheitengleichungen

	1 $[l]$ $[t]$ $[w]$ $[\varepsilon_0]$	2 $[l]$, $[t]$, $[w]$, $[\mu_0]$	3 $[L]$ $[t]$ $[R]$ $[I]$
$[\mathfrak{E}]$	$= \frac{1}{\sqrt{\varphi}} \sqrt{\frac{[w]}{[\varepsilon_0]}}$	$= \frac{\alpha}{\sqrt{\varphi}} \frac{[l]}{[t]} \sqrt{[w]\,[\mu_0]}$	$= \frac{1}{[l]}\,[R]\,[I]$
$[\varepsilon_0]$	$= [\varepsilon_0]$	$= \frac{1}{\alpha^2} \frac{[t]^2}{[l]^2} \frac{1}{[\mu_0]}$	$= \frac{1}{\varphi} \frac{[t]}{[l]} \frac{1}{[R]}$
$[\mathfrak{D}]$	$= \frac{1}{\sqrt{\varphi}} \sqrt{[w]\,[\varepsilon_0]}$	$= \frac{1}{\alpha\sqrt{\varphi}} \frac{[t]}{[l]} \sqrt{\frac{[w]}{[\mu_0]}}$	$= \frac{1}{\varphi} \frac{[t]}{[l]^2}\,[I]$
$[\mathfrak{B}]$	$= \frac{1}{\alpha\sqrt{\varphi}} \frac{[t]}{[l]} \sqrt{\frac{[w]}{[\varepsilon_0]}}$	$= \frac{1}{\sqrt{\varphi}} \sqrt{[w]\,[\mu_0]}$	$= \frac{1}{\alpha} \frac{[t]}{[l]^2}\,[R]\,[I]$
$[\mu_0]$	$= \frac{1}{\alpha^2} \frac{[t]^2}{[l]^2} \frac{1}{[\varepsilon_0]}$	$= [\mu_0]$	$= \frac{\varphi}{\alpha^2} \frac{[t]}{[l]}\,[R]$
$[\mathfrak{H}]$	$= \frac{\alpha}{\sqrt{\varphi}} \frac{[l]}{[t]} \sqrt{[w]\,[\varepsilon_0]}$	$= \frac{1}{\sqrt{\varphi}} \sqrt{\frac{[w]}{[\mu_0]}}$	$= \frac{\alpha}{\varphi} \frac{1}{[l]}\,[I]$
$[\mathfrak{J}]$	$= \alpha\sqrt{\varphi} \frac{[l]}{[t]} \sqrt{[w]\,[\varepsilon_0]}$	$= \sqrt{\varphi} \sqrt{\frac{[w]}{[\mu_0]}}$	$= \alpha \frac{1}{[l]}\,[I]$
$[R]$	$= \frac{1}{\varphi} \frac{[t]}{[t]} \frac{1}{[\varepsilon_0]}$	$= \frac{\alpha^2}{\varphi} \frac{[l]}{[t]}\,[\mu_0]$	$= [R]$
$[I]$	$= \sqrt{\varphi} \frac{[l]^2}{[t]} \sqrt{[w]\,[\varepsilon_0]}$	$= \frac{\sqrt{\varphi}}{\alpha}\,[l] \sqrt{\frac{[w]}{[\mu_0]}}$	$= [I]$
$[U]$	$= \frac{1}{\sqrt{\varphi}}\,[l] \sqrt{\frac{[w]}{[\varepsilon_0]}}$	$= \frac{\alpha}{\sqrt{\varphi}} \frac{[l]^2}{[t]} \sqrt{[w]\,[\mu_0]}$	$= [R]\,[I]$

wobei nach neueren Messungen

$$\left.\begin{aligned} \varepsilon_0 &= 0{,}88590 \cdot 10^{-13}\ \mathrm{F/cm}, \\ \mu_0 &= 1{,}25606 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{H/cm}. \end{aligned}\right\} \qquad (22)$$

Unter F, H und den übrigen Zeichen der praktischen Einheiten sind, wenn Indizes fehlen, hier und in der Folge überall die sog. „internationalen" Einheiten[17]) zu verstehen.

Tafel 1 erlaubt nunmehr sämtliche CGS-Einheiten als Funktionen der Grundeinheiten oder auch – nach den Gleichungen (22) und nach der Umrechnungsgleichung

$$\mathrm{erg} = 0{,}99968 \cdot 10^{-7}\ \mathrm{J} \qquad (23)$$

– als Funktionen der internationalen Einheiten hinzuschreiben.

So findet man für die elektromagnetischen Systeme

$$[\mathfrak{B}] = \sqrt{\frac{\mu_0\,\mathrm{erg}}{\varphi\,\mathrm{cm}^3}}, \quad [\mathfrak{H}] = \sqrt{\frac{\mathrm{erg}}{\varphi\mu_0\,\mathrm{cm}^3}}; \qquad (24)$$

und es ist im rationalen System

$$[\mathfrak{B}] = 3{,}5436 \cdot 10^{-8}\,\frac{\mathrm{Vs}}{\mathrm{cm}^2}, \quad [\mathfrak{H}] = 2{,}8212\,\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{cm}}, \qquad (25)$$

im nichtrationalen

$$[\mathfrak{B}] = 0{,}99962 \cdot 10^{-8}\,\frac{\mathrm{Vs}}{\mathrm{cm}^2}, \quad [\mathfrak{H}] = 0{,}79585\,\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{cm}}. \qquad (26)$$

Ebenso ergibt sich für die elektrostatischen Systeme

$$[U] = \sqrt{\frac{\mathrm{erg}}{\varphi\varepsilon_0\,\mathrm{cm}}}, \quad [I] = \frac{1}{\mathrm{s}} \sqrt{\varphi\varepsilon_0\,\mathrm{erg\,cm}}; \qquad (27)$$

17) Vgl. J. Wallot, Elektrotechn. Zeitschr. 57, 813, 1936.

und es ist im rationalen System

$$[U] = 1062{,}3\ \mathrm{V}, \quad [I] = 0{,}94106 \cdot 10^{-10}\ \mathrm{A}, \tag{28}$$

im nichtrationalen

$$[U] = 299{,}67\ \mathrm{V}, \quad [I] = 0{,}33360 \cdot 10^{-9}\ \mathrm{A}. \tag{29}$$

Ich habe hierbei die üblichen[18]) Schreibweisen

$$\left.\begin{aligned} [\mathfrak{B}] &= \varphi^{-\frac{1}{2}} \mu_0^{\frac{1}{2}} \mathrm{cm}^{-\frac{1}{2}} \mathrm{g}^{\frac{1}{2}} \mathrm{s}^{-1}, \\ [\mathfrak{H}] &= \varphi^{-\frac{1}{2}} \mu_0^{-\frac{1}{2}} \mathrm{cm}^{-\frac{1}{2}} \mathrm{g}^{\frac{1}{2}} \mathrm{s}^{-1}; \end{aligned}\right\} \tag{30}$$

$$\left.\begin{aligned} [U] &= \varphi^{-\frac{1}{2}} \varepsilon_0^{-\frac{1}{2}} \mathrm{cm}^{\frac{1}{2}} \mathrm{g}^{\frac{1}{2}} \mathrm{s}^{-1}, \\ [I] &= \varphi^{\frac{1}{2}} \varepsilon_0^{\frac{1}{2}} \mathrm{cm}^{\frac{3}{2}} \mathrm{g}^{\frac{1}{2}} \mathrm{s}^{-2} \end{aligned}\right\} \tag{31}$$

nicht übernommen, weil ich sie für wesentlich unübersichtlicher halte als die Formeln (24) und (27).

Gegen die CGS-Systeme werden die folgenden drei Vorwürfe erhoben:

1. Die Einheiten der Systeme haben eine unbequeme Größe.
2. Bei ihrer Angabe treten gebrochene Exponenten auf.
3. Die CGS-Systeme sind nur bei nichtrationaler Schreibung der Gleichungen brauchbar.

Auf die ersten beiden Vorwürfe werde ich später zurückkommen.

Auf den dritten, der sich auf die Rationalisierung der CGS-Systeme bezieht, ist zu erwidern, daß die rationalen CGS-Systeme durchaus vollkommene Systeme darstellen. Sie sind nur nicht brauchbar neben den nichtrationalen CGS-Systemen und neben den praktischen Systemen, weil man zu den Einheiten dieser Systeme, wie man z. B. den Gleichungen (24) bis (31) entnehmen kann, nur mit Hilfe uneinprägbarer Zahlenfaktoren übergehen kann. Daß aber diese uneinprägbaren Zahlenfaktoren auftreten, rührt nicht davon her, daß man die Grundeinheiten cm, g, s genommen und die Gleichungen rational geschrieben hat, sondern einzig und allein davon, daß man bei der Ableitung der CGS-Systeme – ohne sich dessen bewußt zu werden – die „Invarianz" der Einheiten von Größen der dritten Gruppe gefordert hat [vgl. die Gegenüberstellung (12)].

Heaviside hat das Problem der Rationalisierung – so möchten wir es heute ausdrücken – am falschen Ende angepackt. Das ist aber sehr begreiflich: Zu einer Zeit, für die es die Größen der dritten Gruppe ε_0 und μ_0 noch nicht gab, konnte natürlich niemand auf den Gedanken kommen, diesen noch gar nicht bestehenden Größen bei rationaler Schreibung eine andere Einheit zuzuordnen als bei nichtrationaler.

Heutzutage würde man die Invarianz der Einheiten für eine Größe der ersten Gruppe fordern. Nun zeigen die Spalten 1 und 2 der Tafel 1, daß bei den Größen der ersten Gruppe nur die Kombinationen $\varphi\,[\varepsilon_0]$ und $[\mu_0]/\varphi$ vorkommen. Um Unabhängigkeit von φ zu erreichen, müßte man also $[\varepsilon_0] \sim 1/\varphi$, $[\mu_0] \sim \varphi$ wählen. Die Konstanten dieser beiden Proportionalitäten würde man zweckmäßigerweise so bestimmen[19]), daß im nichtrationalen ($\varphi = 4\pi$) elektrostatischen System $[\varepsilon_0] = \varepsilon_0$, im nichtrationalen ($\varphi = 4\pi$) elektromagnetischen System $[\mu_0] = \mu_0$ wird. Das heißt: man würde heutzutage bei den

$$\left.\begin{aligned} &\text{elektrostatischen Systemen} && [\varepsilon_0] = \frac{4\pi}{\varphi}\varepsilon_0, \\ &\text{elektromagnetischen Systemen} && [\mu_0] = \frac{\varphi}{4\pi}\mu_0 \end{aligned}\right\} \tag{32}$$

wählen. Auf diese Weise entstünden Systeme, bei denen nur noch die Einheiten der zweiten und dritten Gruppe von φ abhingen. So wäre im elektrostatischen System

$$[\mathfrak{D}] = \frac{1}{\varphi}\sqrt{4\pi\varepsilon_0[w]},$$

im elektromagnetischen

$$[\mathfrak{H}] = \frac{1}{\varphi}\sqrt{\frac{4\pi[w]}{\mu_0}}.$$

Der Faktor $\sqrt{\varphi}$ würde überhaupt nicht mehr vorkommen.

Man darf es vom heutigen Standpunkt aus bedauern, daß Heaviside, weil er die universellen Konstanten ε_0 und μ_0 nicht kannte, die CGS-Systeme in so unzweckmäßiger Weise rationalisiert und damit seinen eigenen Vorschlag auf Jahrzehnte hinaus unschmackhaft gemacht hat. In der Internationalen Elektrotechnischen Kommission (IEC) geht die Scheu vor der Rationalisierung, obgleich ihre außerordentlichen Vorteile – vor allem für den Unterricht – gar nicht geleugnet werden können, so weit, daß man sie seit vielen Jahren von den Tagesordnungen der Sitzungen fernhält.

Einheiten der Magnetisierung. Ich komme nun noch einmal zurück auf die Frage, warum der AEF die Magnetisierung in seinen neuen Entwürfen als eine Größe von der Dimension der magnetischen Feldstärke definiert.

18) Meist läßt man allerdings die Faktoren mit den Basen φ, μ_0, ε_0 weg. Die Faktoren mit der Basis φ ergeben sich zwangsläufig nur nach dem hier befolgten Verfahren und unter den hier gemachten Voraussetzungen.

19) Selbstverständlich würde man die Konstanten nicht so bestimmen, daß in den rationalen Systemen $[\varepsilon_0] = \varepsilon_0$ und $[\mu_0] = \mu_0$ wird.

Aus Tafel 1 und aus $\mathfrak{M} = \mu_0 \mathfrak{H}$ folgt für das nichtrationale elektromagnetische CGS-System:

$$[\mathfrak{H}] = \sqrt{\frac{4\pi\,\mathrm{erg}}{\mu_0\,\mathrm{cm}^3}} = 4\pi\ddot{\mathrm{O}} = 4\pi[\mathfrak{H}], \qquad (33)$$

$$[\mathfrak{M}] = \sqrt{\frac{4\pi\mu_0\,\mathrm{erg}}{\mathrm{cm}^3}} = 4\pi\mathrm{G} = 4\pi[\mathfrak{B}]. \qquad (34)$$

In diesem System haben also Größen gleicher Dimension ($\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{H}$, $\mathfrak{M}$ und $\mathfrak{B}$) verschiedene Einheiten. Das kann zu Fehlern und Mißverständnissen führen.

Hier gibt es zwei Auswege, die der AEF beide erwähnt: Man kann erstens die Größen $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{M}$ auf die Einheiten der Größen $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{B}$ (also auf das Ö und das G) beziehen. Dieser Ausweg ist sogar sehr empfehlenswert, da die Rechnungen dann besonders einfach werden. Der einzige Nachteil ist, daß tatsächlich viele in der Literatur angegebene Zahlenwerte auf die Einheiten 4π Ö und 4π G bezogen sind.

Der zweite Ausweg besteht darin, die Schwierigkeit durch Streichung einer der beiden Größen $\mathfrak{H}$ und $\mathfrak{M}$ wenigstens halb so groß zu machen. Wenn man aber einmal streicht, so ist es besser, $\mathfrak{M}$ zu streichen; denn 4π Ö hat eine einfachere Bedeutung als 4π G. Nach Gleichung (26) ist nämlich

$$[\mathfrak{H}] = 4\pi\ddot{\mathrm{O}} = 10{,}0007\,\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{cm}} \approx \frac{\mathrm{A}}{\mathrm{mm}}; \qquad (35)$$

$$[\mathfrak{M}] = 4\pi\mathrm{G} = 1{,}25615 \cdot 10^{-7}\,\frac{\mathrm{Vs}}{\mathrm{cm}^2} \approx 4\pi \cdot 10^{-8}\,\frac{\mathrm{Vs}}{\mathrm{cm}^2}. \qquad (36)$$

Die erste dieser beiden Gleichungen ist aber leichter zu behalten als die zweite; denn die Beziehung

$$\ddot{\mathrm{O}} \approx \frac{10}{4\pi}\,\frac{\mathrm{A}}{\mathrm{cm}} \qquad (37)$$

braucht man ohnehin, da die magnetische Feldstärke teils in Ö, teils in A/cm gemessen wird. Man braucht sich also nur noch zu merken, daß A/mm die CGS-Einheit der Magnetisierung ist. Die magnetische Polarisation streicht man am besten ganz; der AEF hat sie daher in dem Entwurf 52 gar nicht erwähnt.

Quadrantsysteme. Den obenerwähnten ersten Mangel der CGS-Systeme – daß ihre Einheiten teils zu groß, teils zu klein sind – hat bekanntlich schon der Pariser Kongreß von 1881 zu beseitigen versucht. Er beschloß, neue Einheiten so zu definieren, daß die neue Widerstandseinheit gleich dem 10^9-fachen, die neue Spannungseinheit gleich dem 10^8-fachen der entsprechenden Einheit des nichtrationalen elektromagnetischen CGS-Systems wurde. Da die Zeiteinheit beibehalten werden sollte, forderte also der Kongreß – in der Sprache der Tafel 1 ausgedrückt – das Folgende ($[W] = [w]\,[l]^3$ ist die Einheit der Energie):

$$\frac{1}{\varphi}\,\frac{[l]}{\mathrm{s}}\,[\mu_0] = \frac{10^9\,\mathrm{cm}}{4\pi}\,\frac{1}{\mathrm{s}}\,\mu_0, \qquad (38)$$

$$\sqrt{\frac{1}{\varphi}}\,\frac{1}{\mathrm{s}}\,\sqrt{[W]\,[l]\,[\mu_0]} = \frac{10^8}{\sqrt{4\pi}}\,\frac{1}{\mathrm{s}}\,\sqrt{\mu_0\,\mathrm{erg\,cm}}. \qquad (39)$$

Das sind 2 Gleichungen für die 2 Unbekannten $[l]\,[\mu_0]$ und $[W]$; löst man nach diesen auf, so erhält man

$$[l]\,[\mu_0] = \frac{\varphi}{4\pi}\,10^9\,\mathrm{cm}\,\mu_0, \qquad (40)$$

$$[W] = 10^7\,\mathrm{erg}. \qquad (41)$$

Von den beiden Einheiten $[l]$ und $[\mu_0]$ kann man die eine noch willkürlich wählen. Nun wußte man zur Zeit des Kongresses noch nichts von μ_0 und noch weniger von $[\mu_0]$; Maxwell, der sich damals mit der Frage beschäftigte, konnte daher dem Zahlenwert der noch unbekannten Induktionskonstante nur den Wert 1 beilegen. In der Sprache der Tafel 1 ausgedrückt: Maxwell mußte $\mu_0/[\mu_0] = 1$, also nach Gleichung (40)

$$[l] = \frac{\varphi}{4\pi}\,10^9\,\mathrm{cm}, \quad [W] = 10^7\,\mathrm{erg} \qquad (42)$$

setzen; da man noch nicht an rationale Schreibung dachte, ergab sich das nichtrationale „Quadrantsystem", dessen Längeneinheit mit $\varphi = 4\pi$ der Erdquadrant ist (10^9 cm).

Die Einheiten des Widerstandes und der Spannung und die aus ihnen und der Zeiteinheit ableitbaren übrigen Einheiten der beiden Quadrantsysteme (des nichtrationalen und des rationalen) haben bekanntlich bequeme Namen erhalten; man faßt sie als die „absoluten praktischen" Einheiten zusammen. Diese Einheiten tragen ihren Namen mit Recht; die beiden Quadrantsysteme dagegen sind völlig unbrauchbar, da ihre Längeneinheiten [10^9 cm und $10^9\,\mathrm{cm}/(4\pi)$] viel zu groß sind.

Absolute praktische Systeme. Da das nichtrationale Quadrantsystem (von dem rationalen ganz zu schweigen) ein Mißerfolg war, glaubte man lange Zeit, es sei überhaupt nicht möglich, aus den praktischen Einheiten ein praktisches System zu bauen. Man hielt die praktischen Einheiten, obgleich man sie auch in der Wissenschaft, vor allem in der Experimentalphysik, mit bestem Erfolg benutzte, gewissermaßen für „Wildlinge", die sich der Ordnung

eines Systems nicht fügen wollen[20]). Noch heute, wo es längst praktische Systeme gibt, die diesen Namen wirklich verdienen, wird die Ansicht vertreten, diese modernen praktischen Systeme verdienten zwar den Namen „System", aber sie seien auf einem anderen Boden gewachsen als die alten CGS-Systeme; nur durch einen durchgreifenden Wechsel der Grundlagen sei ihre Aufstellung überhaupt möglich geworden.

In Wirklichkeit ist man in die Sackgasse der Quadrantsysteme nur durch ein kleines Versehen hineingeraten. Maxwell konnte nicht bemerken, daß die Annahme $[\mu_0] = \mu_0$, die er, ohne sich dessen bewußt zu werden, bei der Aufstellung dieser Systeme gemacht hat, keineswegs notwendig ist und daß nichts im Wege steht, die Längeneinheit $[l]$ beliebig zu lassen, also nach Gleichung (40)

$$[\mu_0] = \frac{\varphi}{4\pi}\, 10^9\, \frac{\mathrm{cm}}{[l]}\, \mu_0 \tag{43}$$

zu setzen. Diese Gleichung und die Gleichung (41) sind die grundlegenden Bedingungen für die modernen „absoluten praktischen" Systeme, die wirklich alle Anforderungen erfüllen, die man vernünftigerweise an ein System stellen kann.

Der AEF berücksichtigt in seinem Entwurf 52 nur zwei rationale absolute praktische Systeme, das Zentimeter-Sekunden-System mit

$$[l] = \mathrm{cm}\,, \qquad [\mu_0] = \frac{10^9}{4\pi}\,\mu_0 \tag{44}$$

und das Meter-Sekunden-System mit

$$[l] = \mathrm{m}\,, \qquad [\mu_0] = \frac{10^7}{4\pi}\,\mu_0\,. \tag{45}$$

Der Zusatz „absolut" soll dabei ausdrücken, daß sich drei der definierenden Grundeinheiten der Systeme von den Urmaßen Meter, Kilogramm und Tag herleiten.

Wenn der AEF nur rationale Systeme berücksichtigt, so ist das keine sehr einschneidende Beschränkung. Denn bei den Größen der ersten Gruppe [vgl. die Gegenüberstellung (12)] in der Tafel 1 kommt, wie wir schon festgestellt haben, nur die Kombination $[\mu_0]/\varphi$ vor, für die man nach Gleichung (43) auch

$$\frac{[\mu_0]}{\varphi} = \frac{10^9\,\mathrm{cm}}{4\pi\,[l]}\,\mu_0 = 1{,}00046\,\frac{\mathrm{H}}{[l]}$$

schreiben kann. Von den in Tafel 1 aufgeführten Einheiten ändern sich daher beim Übergang zur nichtrationalen Schreibung nur die Einheiten $[\varepsilon_0]$, $[\mathfrak{D}]$, $[\mu_0]$ und $[\mathfrak{H}]$ der Größen der zweiten und dritten Gruppe; und zwar gilt, wenn $[l] = \mathrm{cm}$ ist:

$$[\varepsilon_0] = \frac{4\pi}{\varphi}\, 10^{-9} \left(\frac{c}{\mathrm{cm/s}}\right)^2 \varepsilon_0\,, \qquad [\mathfrak{D}] = \frac{4\pi\,\mathrm{Os}}{10\,\varphi\,\mathrm{cm}}\,, \tag{46}$$

$$[\mathfrak{H}] = \frac{4\pi}{10\,\varphi}\,\mathrm{O}\,, \qquad \text{aber} \quad [\mathfrak{J}] = \frac{4\pi\,\mathrm{O}}{10}\,. \tag{47}$$

Gegen die Rationalisierung der praktischen Systeme, wie sie der AEF vorschlägt, wird von verschiedenen Seiten Widerstand geleistet. Man beachtet wohl nicht genügend, daß nur ein kleiner Teil der denkbaren Rechnungen von der Rationalisierung überhaupt berührt wird und daß gerade bei diesen Rechnungen – jedenfalls in Deutschland – von jeher nichtrationale CGS-Einheiten oder rationale praktische Einheiten benutzt worden sind.

Auch der von C. Budeanu[21]) gegen die Rationalisierung der praktischen Systeme erhobene Einwand, daß der Raumwinkel nichtrational definiert sei und daß man diese Definition heute nicht mehr ändern könne, ist von geringer Schlagkraft. Denn der Raumwinkel spielt in der Elektrizitätslehre nur eine ziemlich untergeordnete Rolle. Anders liegen die Dinge z. B. in der Lichttechnik, deren Gleichungen deshalb wohl niemand rationalisieren wird.

Internationale praktische Systeme. Die definierenden Grundeinheiten der internationalen praktischen Systeme sind neben einer Längeneinheit und der Zeiteinheit Sekunde das internationale Ohm und das internationale Ampere. Von diesen Grundeinheiten leiten sich nach Tafel 1 Spalte 3 in besonders einfacher Weise alle anderen internationalen Einheiten ab.

Nach neueren Messungen wird der Zusammenhang der absoluten Einheiten mit den entsprechenden internationalen durch die folgenden Beziehungen gegeben:

$$\left.\begin{aligned} \Omega_{\mathrm{abs}} &= 0{,}99954\,\Omega \\ \mathrm{A}_{\mathrm{abs}} &= 1{,}00007\,\mathrm{A}\,. \end{aligned}\right\} \tag{48}$$

Für die definierenden Grundeinheiten der elektromagnetischen CGS-Systeme ergibt sich daher aus den Gleichungen (41), (43) und (48)

$$\left.\begin{aligned} \frac{\mathrm{erg}}{\mathrm{cm^3}} &= 10^{-7}\,\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{cm^3}} \left(\frac{\mathrm{A_{abs}}}{\mathrm{A}}\right)^2 \frac{\Omega_{\mathrm{abs}}}{\Omega} \\ &= 0{,}99968 \cdot 10^{-7}\,\frac{\mathrm{J}}{\mathrm{cm^3}}\,, \end{aligned}\right\} \tag{49}$$

$$\left.\begin{aligned} \mu_0 &= 4\pi \cdot 10^{-9}\,\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{cm}}\,\frac{\Omega_{\mathrm{abs}}}{\Omega} \\ &= 0{,}99954 \cdot 4\pi \cdot 10^{-9}\,\frac{\mathrm{H}}{\mathrm{cm}}\,. \end{aligned}\right\} \tag{50}$$

20) G. J. van de Well, Ingenieur Haag H. 50/51, 1938; F. W. Lanchester, The theory of dimensions, London 1936. Vgl. auch F. Emde, Zeitschr. f. physik. chem. Unterr. **48**, 145, 1935.

21) C. Budeanu, Bull. Inst. roum. Énergie **6**, Nr. 2, 1938.

Die definierende Grundeinheit ε_0 der elektrostatischen CGS-Systeme ergibt sich aus μ_0 und der Lichtgeschwindigkeit c im leeren Raum nach $c^2\varepsilon_0\mu_0 = 1$. Auf solche Messungen und Rechnungen stützen sich die Gleichungen (22) und (23).

Die internationalen und die absoluten praktischen Einheiten beruhen zwar auf ganz verschiedenen Urmaßen; die Umrechnungsfaktoren der Gleichungen (48), (49) und (50) sind jedoch (abgesehen von dem Faktor 4π) so wenig von Zehnerpotenzen verschieden, daß der AEF in seinem Entwurf 52 die Unterschiede nur kurz erwähnt hat.

Das rationale praktische Zentimeter-Sekunden-System wird in Deutschland häufig nach Mie, das rationale praktische Meter-Sekunden-System nach Giorgi benannt. Giorgi hat zuerst gezeigt, daß es rationale Maßsysteme gibt, in denen neben einer vernünftigen Längeneinheit die sämtlichen praktischen elektrischen Einheiten enthalten sind.

Das Miesche Maßsystem[22]) eignet sich für die Elektrizitätslehre etwas besser als das Giorgische; dafür ist seine Masseneinheit gleich 10 Massentonnen, während die des Giorgischen Systems gleich einem Massenkilogramm ist.

33. Rechnerische Grundeinheiten

Wenn die definierenden Grundeinheiten eines Maßsystems festgelegt sind und man sich für eine bestimmte Schreibung der Zahlenwertgleichungen entschieden hat, können die „abgeleiteten" Einheiten des „Systems" an Hand der Tafel 1 berechnet werden. Damit stehen sie zur Benutzung bereit. Es ist keineswegs nötig, sie als Funktion der definierenden Grundeinheiten hinzuschreiben, ja es bedarf überhaupt keiner Grundeinheiten mehr.

Damit soll nicht bestritten werden, daß es z. B. in Dimensionstafeln oder bei der Ableitung von Gleichungen aus den Dimensionen nützlich sein kann, vier Grundeinheiten auszuwählen und die übrigen Einheiten auf sie zu beziehen. Diese Grundeinheiten brauchen aber, wie schon betont, nicht die definierenden zu sein, sondern man kann sie ganz beliebig wählen, vorausgesetzt, daß sie voneinander unabhängig sind.

Dies wird nicht immer beachtet. In der IEC z. B. hat man lange über die „vierte Grundeinheit" des Giorgischen Systems beraten. Dabei bestand über den Zusammenhang der definierenden Grundeinheiten (also z. B. des Ohms, des Amperes, des Meters und der Sekunde beim internationalen System) mit den zugrunde liegenden Urmaßen überhaupt keine Meinungsverschiedenheit. Da das „System" damit festlag, war der Streit um die Grundeinheiten ein Streit um eine Geschmacksfrage. Drei der möglichen Gruppen von Grundeinheiten sind in Tafel 1 berücksichtigt; eine große Zahl weiterer könnte angefügt werden.

Man sollte für eine bestimmte Wahl rechnerischer Grundeinheiten das Wort „System" überhaupt nicht verwenden, sondern etwa von einer „Einheitendarstellung" sprechen. Denn das „System" (in dem allein empfehlenswerten Sinn) bleibt bei dem Wechsel der rechnerischen Grundeinheiten ungeändert.

Es muß besonders betont werden, daß man die rechnerischen Grundeinheiten bei allen Systemen willkürlich wählen darf. Nichts zwingt z. B. dazu, der Einheitendarstellung bei den CGS-Systemen die Spalten 1 und 2, bei den praktischen die Spalte 3 der Tafel 1 zugrunde zu legen. Man kann es auch umgekehrt machen, also die CGS-Einheiten durch Grundeinheiten mit ganzzahligen Exponenten, die praktischen Einheiten durch Grundeinheiten mit gebrochenen Exponenten darstellen.

Man tut demnach den CGS-Einheiten Unrecht, wenn man behauptet, bei ihrer Angabe seien gebrochene Exponenten unvermeidlich. Richtig ist nur, daß man bei ihnen fast immer auf die definierenden Grundeinheiten bezieht, aber nicht, weil das notwendig wäre, sondern weil die übrigen CGS-Einheiten – mit wenigen Ausnahmen – keine bequemen Namen erhalten haben.

Umgekehrt lassen sich die praktischen Einheiten ohne weiteres mit gebrochenen Exponenten – also nach landläufiger Ansicht „unverständlich" – darstellen. Wählt man z. B. als Grundeinheiten cm, s, J und Ω, so wird nach Tafel 1

$$\left.\begin{aligned} [\mathfrak{E}] &= \mathrm{cm}^{-1}\mathrm{s}^{-\frac{1}{2}}\mathrm{J}^{\frac{1}{2}}\Omega^{\frac{1}{2}}, \\ [\varepsilon_0] &= \frac{1}{\varphi}\,\mathrm{cm}^{-1}\mathrm{s}\Omega^{-1}, \\ [\mathfrak{D}] &= \frac{1}{\varphi}\,\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{\frac{1}{2}}\mathrm{J}^{\frac{1}{2}}\Omega^{-\frac{1}{2}} \text{ usw.} \end{aligned}\right\} \qquad (51)$$

Häufig verfährt man so, als gebe es bei den Kombinationen rechnerischer Grundeinheiten eine gewisse „Rangordnung". Die Elektrizitätsmenge z. B. hält man für eine tauglichere Grundgröße als die elektrische Stromstärke, weil die Ladung des Elektrons eine fundamentale Konstante sei, während es einen ebenso fundamentalen Strom nicht gebe. Hier werden aber zwei Dinge, die nichts miteinander zu tun haben, durcheinandergeworfen. Die Elektronenladung

22) G. Mie, Lehrbuch der Elektrizität und des Magnetismus. Stuttgart 1910.

könnte (nämlich wenn sie sich genau genug messen ließe) als natürliches Urmaß verwendet werden. Das kann aber nicht hindern, als rechnerische Grundeinheit z. B. in der Elektrotechnik zweckmäßigerweise eine Stromstärken- und keine Ladungseinheit zu nehmen. Man verwendet ja auch in der Mechanik die Einheit erg s nicht als Grundeinheit, obgleich das Plancksche Wirkungsquantum eine wichtige Naturkonstante ist.

Der AEF hat in den Erläuterungen zu seinem Entwurf 52 beim nichtrationalen elektromagnetischen CGS-System neben den definierenden Grundeinheiten nur noch eine weitere Gruppe von Grundeinheiten erwähnt, nämlich die Gruppe G, Ö, cm, s. Damit hat er darauf hinweisen wollen, daß – dank der Einführung der Namen Gauß und Örsted – das Rechnen mit CGS-Einheiten gar nicht so unbequem zu sein braucht, wie es nach den üblichen Darstellungen in den Lehrbüchern den Anschein hat.

Nach Spalte 2 der Tafel 1 sind freilich bei dieser Einheitendarstellung gerade die so oft benutzten Einheiten $[R] = \mathrm{G\,cm}/(4\pi\,\mathrm{Ös})$ und $[I] = 4\pi\,\mathrm{Öcm}$ nicht abgestimmt; die Darstellung eignet sich daher nur für die elektrischen und magnetischen Feldgrößen im engeren Sinne. Daß dabei elektrische Größen in „magnetischen Einheiten" ausgedrückt werden, braucht keinen Anstoß zu erregen.

34. Symmetrische Systeme

Wenn sich aus Tafel 1 auch die sog. symmetrischen CGS-Systeme ergeben sollen, darf der Faktor α nicht mehr gleich 1 gesetzt werden. Das rationale symmetrische System wird gewöhnlich nach Lorentz, das nichtrationale nach Gauß benannt.

Da $c^2\varepsilon_0\mu_0 = 1$ ist, ist in jedem elektrostatischen CGS-System nach Tafel 1

$$\left.\begin{aligned} &[\varepsilon_0] = \varepsilon_0\,, \\ \text{aber}\quad &[\mu_0] = \frac{1}{\alpha^2}\frac{s^2}{\varepsilon_0\,\mathrm{cm}^2} = \frac{1}{\alpha^2}\left(\frac{c}{\mathrm{cm/s}}\right)^2\mu_0\,, \end{aligned}\right\} \quad (52)$$

in jedem elektromagnetischen

$$\left.\begin{aligned} &[\mu_0] = \mu_0\,, \\ \text{aber}\quad &[\varepsilon_0] = \frac{1}{\alpha^2}\frac{s^2}{\mu_0\,\mathrm{cm}^2} = \frac{1}{\alpha^2}\left(\frac{c}{\mathrm{cm/s}}\right)^2\varepsilon_0\,. \end{aligned}\right\} \quad (53)$$

Diese Unsymmetrie kann man beseitigen, wenn man α so wählt, daß

$$c = \alpha\,\frac{\mathrm{cm}}{\mathrm{s}}\,. \quad (54)$$

Zur Berechnung der Einheiten der symmetrischen Systeme kann man daher sowohl die erste wie die zweite Spalte der Tafel 1 benutzen. Da aber der Faktor α bei allen Größen nur entweder in der ersten oder in der zweiten Spalte vorkommt, fallen alle Einheiten der symmetrischen Systeme mit den elektrostatischen oder den elektromagnetischen Einheiten zusammen. Nach Tafel 1 sind die Einheiten von $\mathfrak{E}$, ε_0, $\mathfrak{D}$, R, I, U elektrostatische, die von $\mathfrak{B}$, μ_0, $\mathfrak{H}$, $\mathfrak{J}$ elektromagnetische. Es gibt demnach nur symmetrische Systeme, aber keine symmetrischen Einheiten. Die symmetrischen Systeme sind aus elektrostatischen und elektromagnetischen Einheiten „gemischt". Da der AEF in seinem Entwurf nur Einheiten festsetzt, braucht er auf die symmetrischen Systeme keine Rücksicht zu nehmen.

Ich habe den Faktor α einen „Ausgleichsfaktor" genannt, weil er den Widerspruch ausgleicht, der zwischen den miteinander gemischten Einheiten besteht. Demgegenüber ist gesagt worden, die symmetrischen Systeme entstünden durch Wahl von α genau ebenso wie die übrigen Systeme durch Wahl von φ; sie bildeten also keine Klasse für sich. Nach meiner Auffassung haben die Ausgleichs- und die Umrechnungsfaktoren jedoch eine verschiedene Aufgabe. Die Umrechnungsfaktoren sollen uns eine gewisse Freiheit in der Schreibweise der Zahlenwertgleichungen geben; deshalb sind sie mathematische Zahlen im engeren Sinne (z. B. $^1/_2$, 4π). Die Ausgleichsfaktoren dagegen hängen mit der Wahl der Grundeinheiten zusammen; in den allgemeinen Größengleichungen haben sie nichts zu suchen. Sie sind empirische Zahlen, bei denen man von Fehler und Genauigkeit sprechen kann (z. B. $2{,}9978 \cdot 10^{10}$). Das ist ein wesentlicher Unterschied; er rechtfertigt es, den symmetrischen Systemen als gemischten Systemen eine Sonderstellung einzuräumen.

35. Andere Darstellungen der Theorie der Maßsysteme

In der Tafel 2 sind die definierenden Grundeinheiten der hier besprochenen Maßsysteme noch einmal zusammengestellt. Wer diese Tafel betrachtet und die Literatur über Maßsysteme kennt, wird fragen: Warum ist eigentlich die hier gegebene Darstellung so viel einfacher als die bisher übliche?

Hier sind vor allem drei Gründe zu nennen, von denen die beiden ersten Äußerlichkeiten betreffen.

Der erste Grund hängt zusammen mit der Rolle, die die Konstanten ε_0 und μ_0 in den

Tafel 2

	$[l]$	$[t]$	$[W]$	$[\varepsilon_0]$	$[\mu_0]$	$[R]$	$[I]$
CGS-Systeme							
elektrostatische	cm	s	erg	ε_0	—	—	—
elektromagnetische	cm	s	erg	—	μ_0	—	—
symmetrische	cm	s	erg	ε_0	μ_0	—	—
$\left(c = \alpha \frac{\text{cm}}{\text{s}}\right)$							
Quadrant-Systeme	$\frac{\varphi}{4\pi} 10^7$ m	s	10^7 erg	—	μ_0	—	—
Praktische Systeme							
absolute	cm, m	s	10^7 erg	—	$\frac{\varphi}{4\pi} 10^9 \frac{\text{cm}}{[l]} \mu_0$	—	—
internationale	cm, m	s	—	—	—	Ω	A

Gleichungen spielen. Daß ε_0 und μ_0 physikalische Größen sind, wird heute – vor allem von den Elektrotechnikern – ziemlich allgemein zugegeben. Die Arbeit der IEC z. B. ist auf dieser Voraussetzung aufgebaut. Trotzdem behandelt man in der Theorie der Maßsysteme die Größen ε_0 und μ_0 meist so, als ob sie Umrechnungsfaktoren wären. Beispielsweise setzt man bei den Zahlenwertgleichungen $\mathfrak{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathfrak{E}$ und $\mathfrak{B} = \mu_0 \mu \mathfrak{H}$, obgleich sie in den nichtrationalen Systemen ebenso lauten wie in den rationalen, in unnötig verwickelter Weise[23])

$$\mathfrak{D} = \varphi \cdot \varepsilon_0 \varepsilon \mathfrak{E}, \qquad \mathfrak{B} = \varphi \cdot \mu_0 \mu \mathfrak{H} \tag{55}$$

und bringt den Faktor φ wieder zum Verschwinden, indem man in den elektrostatischen Systemen $\varepsilon_0 = 1/\varphi$, in den elektromagnetischen $\mu_0 = 1/\varphi$ setzt. Natürlich ist das nicht falsch, und man kann die Tafel 1 auch auf diesen Voraussetzungen aufbauen; infolge der Unzweckmäßigkeit der Grundannahmen werden die Ergebnisse jedoch wesentlich undurchsichtiger. Alle Welt setzt ja auch im nichtrationalen elektrostatischen System den Zahlenwert von ε_0 und im nichtrationalen elektromagnetischen System den Zahlenwert von μ_0 gleich 1 und nicht[24]) gleich $1/(4\pi) = 0{,}07958$.

Die übliche Darstellung der Theorie der Maßsysteme wird weiter dadurch unübersichtlich, daß man neben einem Umrechnungsfaktor φ einen weiteren Faktor γ einführt, diesen aber nicht gleich α, sondern gleich α/φ setzt. Man arbeitet also mit zwei (oder sogar mehr als zwei) gegen Rationalisierung varianten Faktoren; die besondere Rolle, die der Ausgleichsfaktor α spielt, ist daher bei dieser Darstellung nicht mehr klar zu erkennen.

Der dritte und wichtigste Grund für die Unübersichtlichkeit der üblichen Theorie der Maßsysteme ist jedoch der, daß man sich im wesentlichen auf Zahlenwertgleichungen statt auf Einheitengleichungen stützt. Während jede Einheitengleichung in sich einen bestimmten Sinn hat, bedürfen die Zahlenwertgleichungen in jedem Falle ergänzender Angaben über die ihnen zugrunde liegenden Einheiten. Deshalb ist eine Theorie der Maßsysteme, die nur von Zahlenwertgleichungen Gebrauch macht, von vornherein weniger durchsichtig als eine auf Einheitengleichungen aufgebaute Theorie wie die hier vorgetragene.

Berlin-Charlottenburg, im September 1942.

(Eingegangen 14. September 1942)

23) Ich sehe auch hier von anderen Schreibweisen als der rationalen und der nichtrationalen ab.

24) Vgl. hierzu Joh. Fischer, Physik. Zeitschr. **43**, 24, 1942.

Randbeugung von Elektronen

Von H. Boersch

Mit Tafel I—III

Inhalt: Das lichtoptische Vorbild — Experimentelle Einzelheiten — Materialabhängigkeit — Abhängigkeit vom Streuwinkel — Azimutale Verteilung — „Innere" und „äußere" Streuung — Ergebnis — Vergleich mit der Sommerfeldschen Theorie — Kantenmodelle — Zusammenfassung.

1. Das lichtoptische Vorbild

Abweichend von der Kirchhoffschen Theorie können die Fresnelschen Lichtbeugungserscheinungen nach den Theorien von Sommerfeld[1]) und Rubinowicz[2]) auch als Interferenzerscheinung einer von den Rändern des beugenden Gegenstandes ausgehenden Randwelle, der „Beugungswelle", und des durch den Gegenstand geometrisch-optisch begrenzten primären Strahlenbündels aufgefaßt werden[3]). Daß dieser mathematischen Ableitung, in der von geometrisch-optischen Strahlenbündeln in einer dem Begriff der Beugung scheinbar widersprechenden Weise die Rede ist, dennoch eine physikalische Realität zukommt, zeigen Dunkelfeldabbildungen von Rändern. Infolge der von den Rändern ausgehenden Randwellen werden diese als helle Streifen abgebildet[4]). Da bei einer geraden Kante die Beugungswelle der Theorie zufolge als Zylinderwelle ausgebildet ist, erscheinen in Übereinstimmung mit dem Experiment[5]) nur diejenigen Teile der Kante als helle Streifen, deren Linienelemente mit der Beleuchtungs- und der Beobachtungsrichtung gleiche Winkel bilden, für die also das Gesetz vom Reflexionskegel erfüllt ist.

Die Amplitude der Beugungswelle ist nach der Sommerfeldschen Theorie durch die nach einer Näherungsmethode erhaltene Beziehung

$$u_B = \frac{1}{4\pi}\sqrt{\frac{\lambda}{r}}\left(\frac{1}{\cos\frac{1}{2}(\varphi-\varphi_0)} \mp \frac{1}{\cos\frac{1}{2}(\varphi+\varphi_0)}\right) \quad (1)$$

gegeben[6]) (vgl. Fig. 1). Für $\varphi_0 = \frac{\pi}{2}$ und kleine Beugungswinkel ist das zweite Glied zu vernachlässigen und die Intensität der Beugungswelle angenähert durch

$$I_u = \text{const} \cdot \frac{\lambda}{r} \cdot \frac{1}{\vartheta^2} \quad (2)$$

darstellbar[7]). Die Intensität der Randwelle nimmt also kontinuierlich mit wachsendem Beugungswinkel ab, ohne daß Maxima oder Minima auftreten. Wenigstens in qualitativer Übereinstimmung mit den lichtoptischen Versuchen[5]) ist bei kleinen Beugungswinkeln „innere" und „äußere" Beugung (Beugung innerhalb bzw. außerhalb des

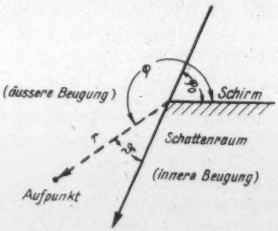


Fig. 1. Beugung an der Halbebene.

Schattenraums) intensitätsgleich. Erst bei größeren Beugungswinkeln, wenn das zweite Glied der Gleichung (1) berücksichtigt werden muß, tritt eine Intensitätsbevorzugung der äußeren Beugung ein. Im Experiment wird bei stumpfen Kanten die äußere Beugung infolge einer Art von Spiegelung schon bei kleineren Beugungswinkeln bevorzugt.

Nachdem auch für Elektronen der Nachweis des Auftretens Fresnelscher Beugungserscheinungen[8]) erbracht war, trat der Wunsch auf, die nach der lichtoptischen Theorie zu erwartenden Elektronenrandwellen direkt mit der Dunkelfeldmethode[9]) zu beobachten.

Schon früher scheinen, wie sich nachträglich ergab, Dunkelfeldabbildungen mit Elektronen erhalten worden zu sein, die (nach dem vorweggenommenen Resultat dieser Arbeit) einer Abbildung mit Randwellen entsprechen, ohne daß dies jedoch erkannt worden ist. So wurden bei der Dunkelfeldabbildung von Dampfstrahlen[10]) gleichzeitig die Düsenränder als helle Streifen mit auffallenden Intensitätsunterschieden abgebildet; auch in einer später erfolgten übermikroskopischen Dunkelfeldabbildung von Magnesiumoxydkristallen[11]) sind die Ränder als

1) A. Sommerfeld, Math. Ann. **47**, 317, 1896 und in P. Frank und R. v. Mises, Braunschweig 1935. Bd. II, Kap. XX.

2) A. Rubinowicz, Ann. d. Phys. **53**, 258, 1917; **73**, 239, 1924.

3) Vgl. auch M. v. Laue, Handbuch der Experimentalphysik **18**, 329, 1928.

4) Vgl. z. B. S. Banerji, Phil. Mag. **37**, 112, 1919; siehe auch die in dem Artikel von v. Laue (Anm. 3, S. 349) wiedergegebenen Aufnahmen.

5) E. Maey, Wied. Ann. **49**, 69, 1893.

6) Das ∓-Zeichen bezieht sich auf die beiden optischen Polarisationszustände.

7) In unmittelbarer Nähe der Schattengrenze ist die Näherung (1) bzw. (2) zu korrigieren.

8) H. Boersch, Naturwiss. **28**, 709, 1940.

9) H. Boersch, Ann. d. Phys. **26**, 631, 1936.

10) H. Boersch, Zeitschr. f. Phys. **107**, 493, 1937.

11) M. v. Ardenne, Naturwiss. **28**, 121, 1940.

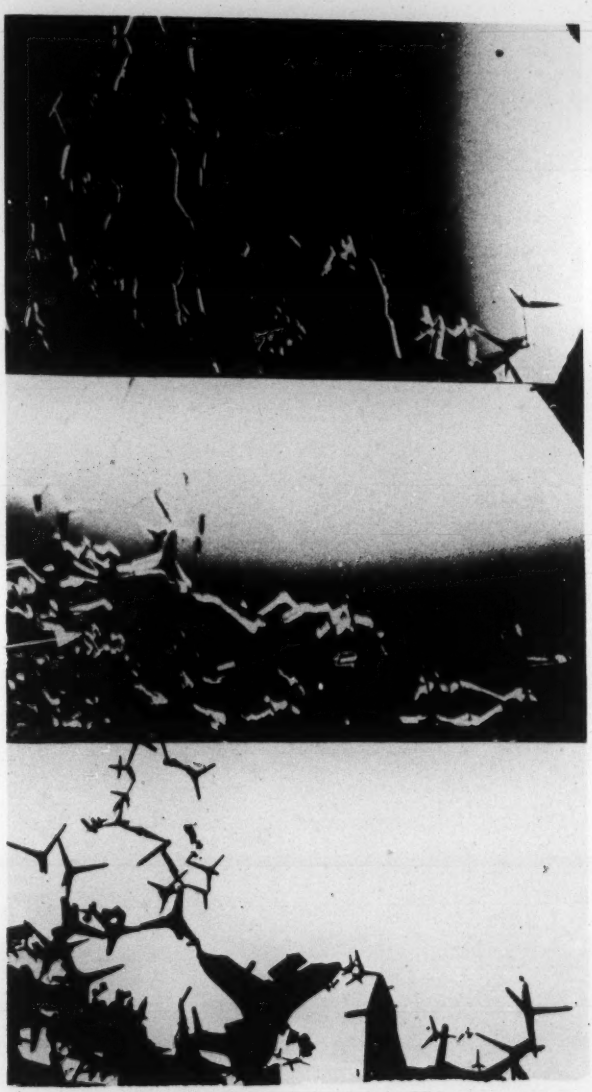


Fig. 3. Dunkelfeld- und Hellfeldaufnahmen von Zinkoxydkristallen; Vergrößerung 32300:1 (elektronenoptische Vergrößerung 6000:1); $U = 38$ ekV; $\alpha_0 = 0{,}93 \cdot 10^{-3}$; $\alpha_k = 0{,}28 \cdot 10^{-3}$; $f = 5{,}38$ mm; $\Delta f = 3$ mm. Am Ende des Hellfelds ist $\vartheta = \alpha_0 + \alpha_k = 1{,}2 \cdot 10^{-3}$. Auflösung = 100 Å.

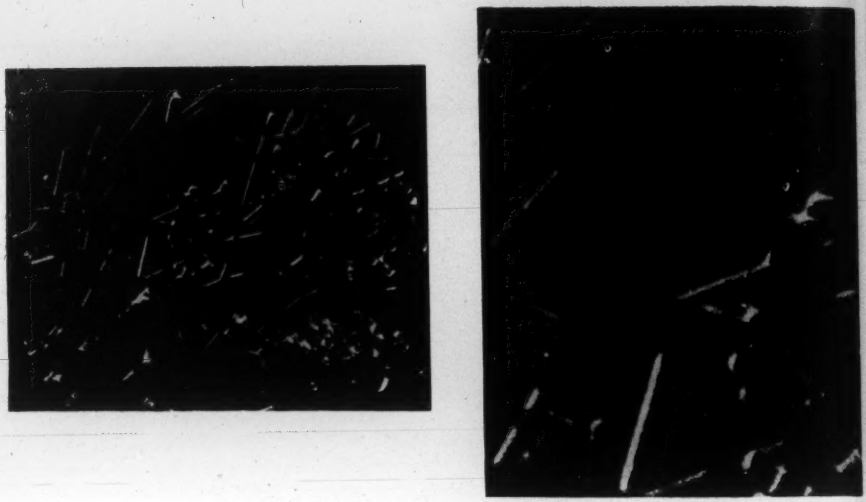


Fig. 4. Dunkelfeldaufnahme von Zinkoxydkristallen; links: Vergrößerung 15700:1; rechts: Vergrößerung 45500:1; $\alpha_0 = 1{,}86 \cdot 10^{-3}$; $\Delta f = 0{,}4$ mm; $\vartheta \sim 3 \cdot 10^{-3}$; Streifenbreite ~ 200 Å.

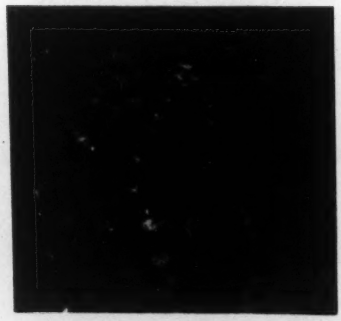


Fig. 5. Dunkelfeldaufnahme von Zinkoxyd; Vergrößerung 17700:1; $\vartheta = 4{,}2 \cdot 10^{-3}$.

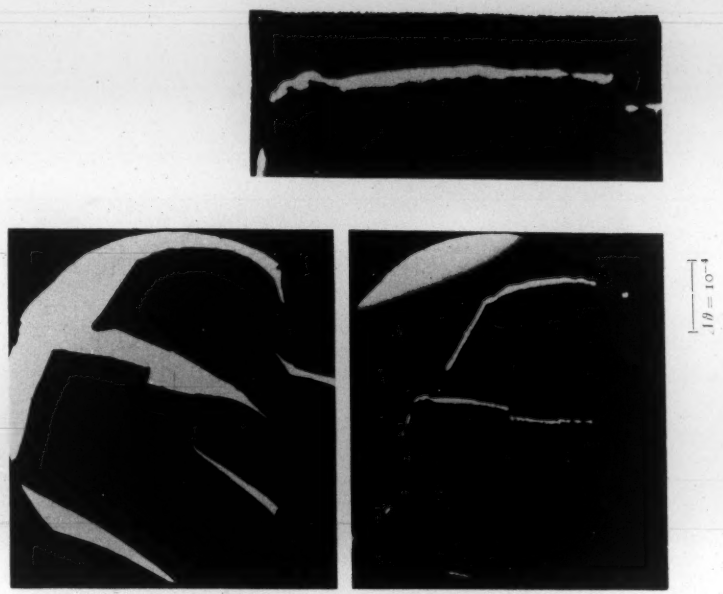


Fig. 6. Hellfeld- und Dunkelfeldaufnahme einer Aluminiumoxydfolie; Vergrößerung 13 200:1; oben: Vergrößerung 45 500:1; $\Delta f = 3$ mm. Am Ende des Hellfeldes ist $\theta = \alpha_0 + \alpha_k = 2{,}1 \cdot 10^{-3}$. Streifenbreite 200—500 Å.

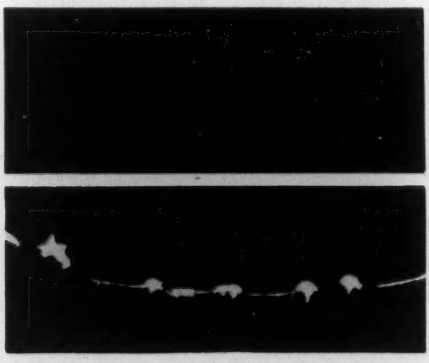


Fig. 7. Dunkelfeldaufnahme einer Platinblende; unten: Ausschnitt aus dem intensitätsbevorzugten Gebiet; oben: Ausschnitt aus dem gegenüberliegenden Randgebiet. Vergrößerung 45 500:1; $\Delta f = 0{,}4$ mm; $\theta = 2{,}3 \cdot 10^{-3}$; Streifenbreite ≥ 85 Å.

helle Streifen mit ebenfalls sehr verschiedener Intensität markiert. Der Verfasser der letzten Abbildung schreibt hierzu[12]):

„Interessant sind auf diesem Bilde die eigenartigen zu reflektierenden Netzebenen parallelen hellen Streifen, die auf Reflexion der Elektronen (Glanzwinkel!) an den entsprechenden Netzebenen zurückzuführen sind. Da die zur Herbeiführung des Dunkelfeldbetriebes hier vorgenommene Neigung des Beleuchtungsstrahlenganges nur etwa einen Winkelwert unter 10^{-2} hatte, wird nicht wie in einer Arbeit von H. Boersch[9]) diese Abbildung durch den Strahlenanteil eines intensiven Interferenzmaximums (Beugungsringes) bewirkt, sondern durch reflektierte Strahlungsanteile des Primärstrahls."

2. Experimentelle Einzelheiten

Die jetzt vorgenommenen Untersuchungen wurden mit einem zweistufigen elektrostatischen Elektronenmikroskop[13]) durchgeführt. Um die zur Abbildung und damit zur Analyse gelangende Streustrahlung auf möglichst schmale Winkelbereiche einzuengen, wurde die Objektivapertur durch Platinblenden mit Öffnungen von 10 bzw. 20 μ Durchmesser auf $\alpha_0 = 0{,}93 \cdot 10^{-3}$ bzw. $1{,}86 \cdot 10^{-3}$ begrenzt. Diese Begrenzung hatte, wie zu erwarten, gleichzeitig eine Erhöhung der Auflösung auf 10^{-6} cm (Fig. 3) zur Folge, so daß erstmalig auch im elektrostatischen Übermikroskop bei Dunkelfeldabbildung das Auflösungsvermögen des Lichtmikroskops überschritten wurde.

Der Übergang von der üblichen zentralen Hellfeldabbildung zur Dunkelfeldabbildung (Fig. 2) erfolgte durch Neigung der Primärstrahlung um den Winkel ϑ gegen die optische Achse, so daß bei Neigungswinkeln $\vartheta > \alpha_k + \alpha_0$ nur die vom Objekt gestreute Strahlung die Bilderzeugung übernehmen konnte. Es handelt sich also um schiefe, einseitige Dunkelfeldbeleuchtung. Die Neigung der Primärstrahlung gegen die Achse wird durch meßbare Verschiebung der Lichtquelle, also der Anodenblende und der damit verbundenen Kathode, mittels einer Mikrometerschraube vorgenommen. Um den Übergang zwischen Hell- und Dunkelfeld möglichst scharf zu machen, wurde die Kondensorapertur, ebenfalls im Verhältnis zu den üblichen Werten ($\alpha_k \sim 10^{-3}$) klein gehalten und durch Wahl einer Anodenblende von 0,1 mm Durchmesser auf $\alpha_k = 0{,}28 \cdot 10^{-3}$ begrenzt.

Das Kantenmaterial bestand aus freitragenden Zinkoxyd- und Magnesiumoxydkristallen (Rauch aus elektrischem Lichtbogen), aus ausgeglühtem Platinblech und aus Aluminiumoxydfolien, die durch anodische Oxydation bei 110 Volt in Ammoniumboratlösung und folgender Ablösung in konzentrierter Quecksilberchloridlösung erhalten waren[14]). Derartige Aluminiumoxydfolien bestehen aus amorphem Material, wie aus Elektronenbeugungsuntersuchungen des Verfassers und anderer Autoren[15]) an dünneren, bei geringeren Anodenspannungen gewonnenen Folien hervorgeht. In den Figuren sind mehrere Hell- und Dunkelfeldaufnahmen zusammen-

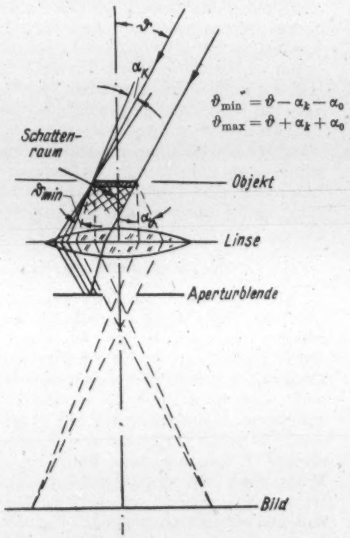


Fig. 2. Dunkelfeldabbildung.

gestellt, für die in allen Fällen die Streuwinkel wesentlich geringer als die kleinsten Braggschen Beugungswinkel am Kristallgitter waren. Auf einigen von ihnen (Fig. 3, 6) ist der Übergang vom Hell- zum Dunkelfeldbild wiedergegeben. Für diese Aufnahmen war die Aperturblende bildwärts in $\Delta f = 3$ mm Abstand, für die übrigen Aufnahmen in $\Delta f = 0{,}4$ mm Abstand von der hinteren Brennebene des Objektivs angebracht.

Die Schwierigkeit, Dunkelfeldaufnahmen hoher Auflösung zu erhalten, besteht neben ihrer geringen Intensität, die zu langen Belichtungs-

12) M. v. Ardenne, Elektronen-Übermikroskopie, Berlin 1940, S. 304.

13) H. Boersch, Physik. Zeitschr. **43**, 515, 1942.

14) Vgl. U. R. Evans, Korrosion, Passivität und Oberflächenschutz, Berlin 1939, S. 55.

15) Vgl. z. B. G. Hass und H. Kehler, Kolloid-Zeitschr. **97**, 27, 1941.

zeiten und damit zu größerer Störanfälligkeit durch Erschütterung u. dgl. führt, darin, daß sich mit wachsender Betriebsdauer des Instruments Bildunschärfen einstellen. Diese Bildunschärfen sind am kräftigsten in dem Übergangsgebiet zwischen Hell- und Dunkelfeld ausgeprägt, wenn also der Rand der aus Platin bestehenden Aperturblende von intensiver Elektronenstrahlung getroffen wird. Sie können, da bei frischen Aperturblenden derartige Erscheinungen nicht auftreten, nur von der Aufladung von schlecht leitenden Niederschlägen stammen, die höchstwahrscheinlich von der Elektronenstrahlung selbst verursacht sind. Durch Elektronen verursachte braunschwarze Niederschläge sind schon früher[16]) untersucht worden. Wahrscheinlich handelt es sich um Zersetzungsprodukte aus Kohlenwasserstoffen, die das Metall teilweise bedecken. Die im folgenden beschriebenen Erscheinungen sind auch bei stärker durch derartige Aufladungserscheinungen beeinträchtigten Aufnahmen noch andeutungsweise zu finden und sind daher nicht auf derartige Störungen des idealen Strahlengangs zurückzuführen.

3. Materialabhängigkeit

Auf den Dunkelfeldaufnahmen Fig. 3–7 sind der Erwartung entsprechend die Kanten als helle Streifen markiert. Einige von ihnen erregen durch ihre hohe Intensität besonderes Interesse. Derartige intensitätsbevorzugte Kanten treten nicht nur an kristallinem, sondern auch an amorphem Kantenmaterial auf (Fig. 6). Von einer „Reflexion der Elektronen . . . an . . . Netzebenen“[12]) kann also keine Rede sein. Auch der Unterschied Leiter-Nichtleiter hat auf die qualitative Ausbildung der Erscheinung keinen Einfluß. Die Intensitätsbevorzugung einzelner Kanten bei schiefer, einseitiger Dunkelfeldabbildung ist also eine Eigenschaft der Kante an sich.

4. Abhängigkeit vom Streuwinkel

Wie aus der Beobachtung des Leuchtschirmbildes und der Belichtungszeit photographischer Aufnahmen hervorgeht, nimmt die Intensität sämtlicher Ränder mit wachsender Neigung des Primärstrahls, also mit wachsendem Streuwinkel, ab. Da ferner z. B. bei Zinkoxyd (Fig. 4 und 5) schon bei Ablenkwinkeln $\vartheta \sim 10^{-2}$ kaum noch eine Intensitätsbevorzugung merklich ist, so ist der Intensitätsabfall der intensitätsbevorzugten Streifen erheblich steiler als der der übrigen. Bei größeren Streuwinkeln müssen allerdings infolge des Auftretens Braggscher Reflexe wieder Intensitätsdifferenzen in der Dunkelfeldabbildung verschieden gelagerter Kanten eintreten, wie dies schon früher[8]) für den Fall der Durchstrahlung von Goldkristallen gezeigt wurde.

5. Azimutale Verteilung

Sehr auffällig ist die Auswahl der intensitätsbevorzugten Kanten, die, wie Fig. 3 zeigt, in charakteristischer Weise davon abhängt, unter welchem Azimut der Einfall der primären Strahlung bzw. die Beobachtung erfolgt. Alle intensitätsbevorzugten Kanten liegen parallel oder wenigstens angenähert parallel zur Grenze des

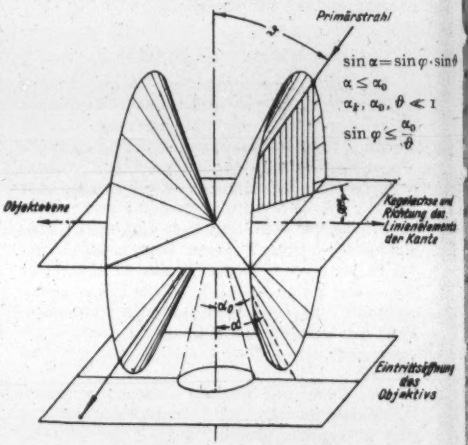


Fig. 8. Lage der Reflexionskegel im Mikroskop bei schief einfallender Primärstrahlung.

Hellfeldes, jedenfalls sind die Ränder, die senkrecht zur Begrenzungslinie liegen, besonders dunkel. Dieser Sachverhalt läßt sich auch so ausdrücken, daß die intensitätsbevorzugten Kanten mindestens eine Komponente senkrecht zu der durch Einfalls- und Beobachtungsrichtung gegebenen Ebene besitzen, wenn sie nicht überhaupt senkrecht auf ihr stehen.

Der maximale Winkel 2φ, den die intensitätsbevorzugten Kanten einer Aufnahme miteinander bilden können, hängt vom Streuwinkel ϑ ab. Je größer dieser Winkel ist, desto besser parallel liegen im Durchschnitt die intensitätsbevorzugten Kanten, desto kleiner ist also der Winkel 2φ. Nach Fig. 8 ist der Winkel 2φ, den zwei nach dem, versuchsweise eingeführten, Reflexionskegelgesetz streuende Kanten (das Linienelement einer Kante bildet gleiche Winkel mit

60

16) Vgl. auch J. J. Trillat und R. Merigoux, Journ. d. phys. et le Radium **10**, 245, 1939.

Beleuchtungs- und Beobachtungseinrichtung) wegen der endlichen Linsen- und Kondensoraperturen höchstens miteinander bilden können, durch die Beziehung

$$\sin \varphi = \frac{\alpha_0}{\vartheta} \qquad (3)$$

gegeben[17]). Messungen und Rechnung mußten, um übersichtliche Verhältnisse zu erhalten, an einem Präparat durchgeführt werden, dessen Kanten vorzugsweise in der zur optischen Achse senkrechten Ebene lagen. Da die Zinkoxydnadeln nach allen Raumrichtungen zeigen, waren die Abbildungen von Zinkoxyd hierfür nicht geeignet. Aus diesem Grunde wurde der Vergleich von Messung und Rechnung an einer Reihe von Dunkelfeldaufnahmen von Platinblenden mit einer Öffnung von 5 μ Durchmesser durchgeführt, deren Kanten hinreichend genau in einer Ebene lagen und eine gute Vermessungsmöglichkeit des Winkels 2φ infolge des angenähert kontinuierlichen Verlaufs der Kante boten (vgl. auch Fig. 7).

Zur Bestimmung des Winkels ϑ wurde die Neigung ϑ_{min} des Primärbündels von der Grenze des Hellfeldes, die auf dem Leuchtschirm beobachtet wurde, bis zur Beobachtungsstellung durch Verschiebung der Anodenblende mittels Mikrometerschraube gemessen, so daß $\vartheta = \vartheta_{min} + \alpha_0 + \alpha_k$ wird. Als Grenze des Hellfeldes wurde die Stellung der Mikrometerschraube angesehen, an der die Intensität des Hellfelduntergrundes verschwindend klein gegen die der Ränder wird. In diesem Fall ist $\vartheta_{min} = 0$ und $\vartheta = \alpha_0 + \alpha_k$.

In Tabelle I ist der Vergleich der gemessenen und berechneten Winkelbereiche durchgeführt mit dem Resultat, daß die Meßwerte etwas kleiner sind als die berechneten. Die Ursache dieser Differenz kann zum Teil darin gesucht werden, daß mit wachsendem φ der Ausschnitt der Reflexionskegel, die die Öffnung der Aperturblende schneiden, abnimmt. Infolgedessen muß auch die Intensität der um große Winkel (2φ) gegeneinander gedrehten Kanten und damit deren Kontrast gegenüber den durch andere Streueffekte verursachten Kantenmarkierungen geringer werden.

Tabelle I

ϑ	$2\varphi_{theor}$	$2\varphi_{exp}$	$\sin\varphi_{theor} = \frac{\alpha_0}{\vartheta}$
$2{,}18 \cdot 10^{-3}$	117,0°	105–114°	$\alpha_0 = 1{,}86 \cdot 10^{-3}$
$2{,}18 \cdot 10^{-3}$	117,0°	110–115°	$\alpha_k = 0{,}28 \cdot 10^{-3}$
$2{,}18 \cdot 10^{-3}$	117,0°	108–115°	
$3{,}02 \cdot 10^{-3}$	72,0°	69– 71°	
$3{,}86 \cdot 10^{-3}$	57,6°	51– 57°	
$4{,}08 \cdot 10^{-3}$	54,2°	50– 53°	
$4{,}65 \cdot 10^{-3}$	47,2°	43– 46°	

17) Für kleine Werte von α_0 und ϑ.

Die „Reflexionskegelbedingung" ist also für die intensitätsbevorzugten Kanten innerhalb der Meßgenauigkeit erfüllt, und die von diesen Kanten ausgehenden Streuerscheinungen besitzen daher die Eigenschaften von Zylinderwellen.

6. Innere und äußere Streuung

Jedoch fällt auf, daß nicht sämtliche Kanten, die ihrer Lage nach den „Reflexionskegelbedingungen" genügen, auch intensitätsbevorzugt sind, sondern oft liegen zu intensitätsbevorzugten andere nichtintensitätsbevorzugte Kanten parallel. Die intensitätsbevorzugten Kanten

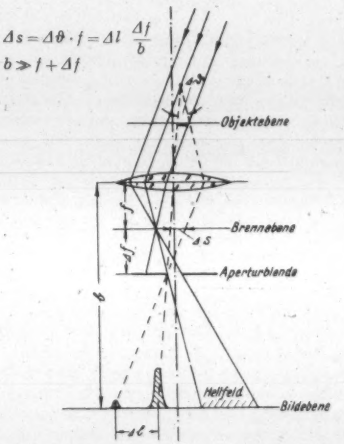


Fig. 9. Dunkelfeldabbildung eines Streifens bei bildwärts verschobener Aperturblende mit angedeuteter Intensitätsverteilung im Bilde.

sind nun im Bilde immer, wie in Fig. 9 schematisch dargestellt, derjenigen Seite zugewandt, nach der die Anodenblende verschoben worden ist. Dieser Befund ist unabhängig von der Stellung der Aperturblende auf der Achse, ob sich dieselbe also in der Brennebene oder oberhalb bzw. unterhalb derselben befindet. Falls z. B. die Aperturblende des Objektivs von der Brennebene aus bildseitig verschoben ist (Fig. 3 und 6), so sind nur diejenigen Kanten durch besondere Helligkeit ausgezeichnet, die dem Hellfeldbild zugekehrt sind; falls dagegen, wie in hier nicht wiedergegebenen Abbildungen, die Aperturblende von der Brennebene aus objektivseitig verschoben ist, so sind umgekehrt die dem Hellfeld abgewendeten Kanten in ihrer Intensität bevorzugt. Unter der plausiblen Voraussetzung

daß diese ebenfalls bei allen untersuchten Materialien gleichartige Bevorzugung nicht eine typische Eigenschaft der Abbildung im Elektronenmikroskop selbst ist, kann diese Intensitätsasymmetrie nur durch eine Asymmetrie der Streuvorgänge verursacht sein. So zeigt auch die Verfolgung des Strahlengangs im Mikroskop (Fig. 2 und 8), daß nur diejenigen Kanten in ihrer Helligkeit ausgezeichnet sind, deren Abbildung durch in den Schattenraum der Kante gestreute Elektronen erfolgt. Diese „innere" Streuung ist also bei Ablenkwinkeln bis $\sim 10^{-2}$ um Größenordnungen intensiver als die „äußere" Streuung. „Glanzwinkel"[12]) kommen hier also nicht in Betracht.

Nur in nächster Nähe des Hellfeldrandes (vgl. Fig. 3) sind die durch innere bzw. äußere Streuung abgebildeten Ränder mit angenähert oder wenigstens größenordnungsmäßig gleicher Intensität abgebildet, während die senkrecht zum Hellfeldrand liegenden Ränder mit sehr viel geringerer Intensität markiert sind. Auf diesen Aufnahmen ist der Ablenkwinkel ϑ bzw. $\vartheta_{\min}$, weil die Aperturblende außerhalb der Brennebene angebracht ist, eine Funktion des Abstandes l des Bildortes von der Hellfeldgrenze:

$$\Delta\vartheta = \frac{l}{b} \cdot \frac{\Delta f}{f} \qquad (4)$$

(vgl. auch Fig. 8). Die zu einer Änderung des Ablenkwinkels um 10^{-4} gehörende Abstandsänderung ist in den Figuren 3 und 5 eingetragen. Aus den Aufnahmen geht hervor, daß schon mit einer Änderung von $\Delta\vartheta = 10^{-4}$ in Richtung kleinerer Ablenkwinkel ein äußerst steiler Anstieg der „äußeren" Streuung gegenüber der „inneren" einsetzt. Bei welchem Wert des Streuwinkels ϑ dieser Anstieg eintritt, kann wegen der Größe des Streubereichs $2(\alpha_0 + \alpha_k) = 2{,}4 \cdot 10^{-3}$, über den die Abbildung erfolgt, wegen des geringen Wertes von $\vartheta_{\min}$ und wegen des äußerst steilen Intensitätsanstiegs nur größenordnungsmäßig zu $\vartheta \sim 10^{-3}$ geschätzt werden.

7. Ergebnis

Zusammenfassend besteht das Resultat dieser Untersuchung über die Eigenschaften der Elektronenstreuung, die im Dunkelfeldbild zu einer Intensitätsbevorzugung einzelner Kanten führt, darin, daß die Erscheinung weitgehend unabhängig vom Material ist, daß die Intensität mit wachsendem Ablenkwinkel abnimmt und daß die Lage der Kanten dem Reflexionskegelgesetz gehorcht. Die intensitätsbevorzugten Streifen verdanken ihre Entstehung also einem Streuvorgang, der ähnliche Eigenschaften wie die „Randbeugung" der Lichtoptik aufweist, so daß es gerechtfertigt ist, von einer „Elektronenrandbeugung" zu sprechen. Diese Elektronenrandbeugung wird auch durch die Existenz der Fresnelschen Elektronenbeugungserscheinung gefordert, wenn man für deren Entstehung einen Interferenzvorgang verantwortlich machen will, ähnlich wie es in der Sommerfeldschen Theorie der Lichtbeugung an der Kante geschieht. Unter dieser Voraussetzung, nämlich der Entstehung der Fresnelschen Elektronenbeugungserscheinung durch Interferenz der Randbeugungswellen mit der Primärstrahlung, kann die Randbeugung nur auf kohärente Streuprozesse zurückgeführt werden. Übereinstimmend damit sind die Zylinderwelleneigenschaften der untersuchten Streuvorgänge wohl nur auf kohärente, also elastische Streuvorgänge zurückführbar.

Dagegen ist die Entstehung der nichtintensitätsbevorzugten Streifen wegen des offenbaren Fehlens von Zylinderwellenerscheinungen und besonderer individueller Verschiedenheiten verschiedener Kanten wohl nur durch inkohärente, also durch unelastische Streuvorgänge erklärlich, für die ja eine derartige Unabhängigkeit bezeichnend ist.

8. Vergleich mit der Sommerfeldschen Theorie

Die Sommerfeldsche Theorie der Beugung an der Kante kann die geschilderte Intensitätsdifferenz zwischen innerer und äußerer Beugung wenigstens in der bis jetzt durchgeführten Näherung nicht erklären. Nach dieser Näherung ist für kleine Beugungswinkel, wie in der Einführung gezeigt wurde, die Intensität der inneren und äußeren Beugung gleich. Für große Beugungswinkel wird sogar die äußere Beugung intensiver als die innere.

Die Abweichung der von Sommerfeld diskutierten Näherung von der strengen Lösung beträgt höchstens

$$\Delta u < \frac{1}{4\pi} \cdot \frac{\lambda}{r} \cdot \frac{1}{\vartheta^2}\,^{1}) \qquad (5)$$

Die relative Abweichung für kleine Beugungswinkel ist also nach Gleichung (1) angenähert:

$$\frac{\Delta u}{u} = \frac{1}{2\vartheta}\sqrt{\frac{\lambda}{r}}. \qquad (6)$$

Für Licht ($\lambda = 6 \cdot 10^{-5}$ cm und $r = 31$ cm) ist von Maey[5]) bis herab zu $\vartheta = 2°$ hinreichende Übereinstimmung mit der Theorie festgestellt

worden. Bei diesen Werten wird $\left(\frac{\Delta u}{u}\right)_{\text{Licht}} \leq \frac{1}{50}$. Für Elektronen ($\lambda = 6{,}3 \cdot 10^{-10}$ cm und r = Abstand der Eintrittspupille des Objektivs $= a \approx f = 5{,}38 \cdot 10^{-1}$ cm) wurden größenordnungsmäßige Unterschiede zwischen „innerer" und „äußerer" Streuung für z. B. $\vartheta = 4{,}1 \cdot 10^{-3}$ erhalten, ein Wert, für den das Gesetz vom Reflexionskegel geprüft wurde. Unter diesen Umständen wird $\left(\frac{\Delta u}{u}\right)_{\text{Elektr}} \leq \frac{1}{240}$. Die Abweichungen der Sommerfeldschen Näherung von dem wahren Wert sind also in den untersuchten Bereichen für Licht und Elektronen zu vernachlässigen. Dies gilt auch für den Fall, daß $\vartheta_{\min}$ an Stelle von ϑ in die Gleichung (5) eingeführt wird. Wenn trotzdem die beobachteten größenordnungsmäßigen Abweichungen in der Intensität der inneren und äußeren Elektronenrandbeugung auftreten, so kann dieses Versagen der Sommerfeldschen Theorie hinsichtlich der Amplitude der Elektronenrandwellen u. U. in der Nichtübereinstimmung der Kantenmodelle des Licht- und des Elektronenversuchs begründet sein.

9. Kantenmodelle

Die Sommerfeldsche Lösung ist ja unter der Voraussetzung abgeleitet, daß die Kante aus „leitendem" Material besteht, während man als entsprechendes Modell für Elektronen wegen der Absorption im Kantenmaterial zunächst den „schwarzen" Schirm der Lichtoptik ansehen würde. Aber auch in der Theorie der Beugung am schwarzen Schirm von Voigt[18]) tritt bei kleinen Beugungswinkeln derselbe Ausdruck wie in der Sommerfeldschen Gleichung auf. Überhaupt ist für kleine Beugungswinkel, wie sich aus Fresnelschen Lichtbeugungsversuchen ergibt, die Materialabhängigkeit, soweit sie die bisher untersuchten Materialien betrifft (Leiter und schwarzer Schirm), und die Kantenformabhängigkeit zu vernachlässigen.

Nun bestehen aber insofern andere Streuverhältnisse für Elektronen- als für Lichtwellen, als Elektronen der untersuchten Wellenlänge eine Eindringtiefe besitzen, die die Wellenlänge um einige Zehnerpotenzen übersteigt, während die Eindringtiefe des Lichts in die bisher in der Lichtbeugungstheorie untersuchten Materialien (Leiter) von der Größenordnung der Wellenlänge selbst ist. Ein der Elektronenoptik entsprechendes lichtoptisches Modell der Kante müßte also eine durchscheinende Schneide besitzen, d. h. u. a. müßten Brechungseffekte berücksichtigt werden. In der Elektronenoptik würde einem größeren Brechungsindex (Verringerung der Phasengeschwindigkeit) ein positives Potential entsprechen, das als inneres Potential wohl in allen Materialien realisiert ist. Infolgedessen käme es an keilförmigen Kantenquerschnitten zu einer Ablenkung in den „Schattenraum". Bei einem mittleren inneren Potential von $V_0 = 10$ Volt[19]) ergibt sich im günstigsten Fall ein geometrisch-optischer Ablenkwinkel $\vartheta_{Br} \sim \frac{V_0}{U} = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$. Hierbei ist aber noch zu berücksichtigen, daß die Brejte der Prismen, wie sich aus der Streifenbreite im Dunkelfeld ergibt (vgl. Fig. 6, 7), größenordnungsmäßig gleich der elektronenmikroskopischen Auflösungsgrenze ($d \sim 10^{-6}$ cm) oder, was nicht immer ausgeschlossen werden kann, sogar geringer ist. Der sich daraus ergebende Beugungswinkel $\vartheta_B = \frac{\lambda}{d} = 6 \cdot 10^{-4}$ ist also ebenfalls von der Größenordnung des durch Brechung erzeugten Streuwinkels. Wenn also auch der Einfluß des inneren Potentials rein geometrisch-optisch eine Bevorzugung der inneren Streuung ergibt, so ist doch anzunehmen, daß dieser Brechungseffekt mit einem Beugungseffekt gekoppelt ist, durch den die Erscheinung in unübersichtlicher Weise kompliziert wird. Jedenfalls ist der nur durch Brechung erzeugte maximale Ablenkwinkel[19]) im Vergleich zu den beobachteten Streuwinkeln zu klein, um für sich allein eine Erklärung der Beobachtungen geben zu können. Andererseits kann aber auch die mit wachsender Eindringtiefe zunehmende Absorption von Einfluß auf den Streuvorgang an der Kante bzw. am Keil sein. Ob nun die Abweichungen in den Amplitudenverhältnissen der Randwellen der Licht- und Elektronenoptik tatsächlich auf der Nichtübereinstimmung der Kantenmodelle oder auf anderen in der Sommerfeldschen Theorie nicht berücksichtigten Möglichkeiten der Wechselwirkung von Elektronen mit Materie beruhen, kann auf Grund des bisher vorliegenden Materials nicht entschieden werden. Jedenfalls dürfte die wellenmechanische Bearbeitung des Problems der Streuung von Elektronen an der Kante von Interesse sein.

Zusammenfassung

Bei schiefer, einseitiger Dunkelfeldbeleuchtung tritt eine Intensitätsbevorzugung in der

18) W. Voigt, Göttinger Nachr. 1899, 31

19) Unter Voraussetzung des angegebenen aber anscheinend noch unsicheren mittleren inneren Potentials. Vgl. auch M. v. Laue, Naturwiss. **28**, 515, 1940.

elektronenoptischen Abbildung von Kanten gewisser Raumorientierungen ein. Diese näher untersuchte Erscheinung kann auf Elektronenstreuvorgänge zurückgeführt werden, die den Randwellen in der Lichtoptik weitgehend analoge Eigenschaften aufweisen und die daher als Elektronenrandwellen charakterisiert werden können. Abweichungen von einer vollkommenen Analogie zwischen Licht- und Elektronenrandwellen, die sich in einer Intensitätsdifferenz zwischen den nach beiden Seiten der Schattengrenze gestreuten Elektronen äußern, lassen sich im Rahmen der bisherigen Lichtbeugungstheorie nicht erklären.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft dankt der Verfasser für die Unterstützung der Arbeit, sowie Herrn Prof. Dr. L. Ebert für interessante Diskussionen.

Wien, I. Chemisches Laboratorium der Universität (Laboratorium für Strukturforschung und Übermikroskopie), den 17. November 1942.

(Eingegangen 20. November 1942)

BERICHTE

Sekundärelektronenausbeute

Zusammenfassender Bericht über den Einfluß der Feldemission auf die Sekundärelektronenausbeute

Von F. Trey

Der einzige zusammenfassende Bericht dieser Zeitschrift über die Emission von Sekundärelektronen ist 1937 erschienen und liegt also bereits 5 Jahre zurück. Seitdem hat sich die Zahl der Abhandlungen über diese Frage so stark vergrößert, daß eine Übersicht über die erreichten Fortschritte nur im Rahmen eines Buches gegeben werden kann. Ein solches Buch ist soeben in der Monographie von Hajo Bruining (1) erschienen. Es kann daher die Aufgabe dieses Berichtes nur die sein, das dort Gebotene zu ergänzen. Der Bericht stellt sich die Sonderaufgabe, diejenigen, vor allem in russischer Sprache erschienenen Abhandlungen, die in der Monographie nicht mehr berücksichtigt worden sind, zusammenfassend wiederzugeben. Eine solche Zusammenfassung erscheint auch berechtigt, weil eine größere Zahl dieser Arbeiten unter einem einheitlichen Gesichtspunkt angestellt worden ist. Auf Veranlassung von P. W. Timofeew (2) münden diese Arbeiten in die Frage, ob die erhaltenen Ergebnisse mit der durch den Malter-Effekt in den Vordergrund getretenen Auffassung über die Mitwirkung einer positiven Oberflächenladung in Einklang stehen. Es ist vorauszusehen, daß der Bericht durch den Krieg einen abschließenden Charakter erhält. Für diejenigen Leser, die auf die Originalarbeiten mit ihren zahlreichen Schaubildern zurückgreifen wollen, sei darauf hingewiesen, daß die meisten Bezeichnungen der Größen in den Schaubildern die üblichen sind. Nur für die Sekundärelektronenausbeute wird meist an Stelle des sonst üblichen und auch in der vorliegenden Arbeit benutzten δ das weniger gebräuchliche σ angewandt. Allerdings ist die Nomenklatur auch ganz allgemein noch nicht einheitlich festgelegt. Gewöhnlich meint man mit dem Wort Sekundärelektronen alle von der bombardierten Prallplatte kommenden Elektronen, d. h. also nicht nur die beim Aufprallen der Primärelektronen neu ausgelösten Sekundärelektronen im engeren Sinn (S), sondern auch noch die reflektierten Primärelektronen (R), die Lenard „rückdiffundierte" Strahlung genannt hat. Das Verhältnis der Summe dieser beiden Anteile $(S + R)$ zu der Zahl (P) der Primärelektronen: $S + R/P$ wird also mit δ bezeichnet. Für diese Größe trifft man in der Literatur nun sehr verschiedene Benennungen: Sekundärelektronenausbeute, Sekundäremissionsfaktor, Sekundäremissionsvermögen u. a. Ich habe mich der in den letzten deutschen Abhandlungen am häufigsten gebrauchten Bezeichnungsweise „Sekundärelektronenausbeute" angeschlossen, weil in dem Worte „Ausbeute" etwas Totales liegt. Von O. Herold (3) ist vorgeschlagen worden für das Verhältnis S/P ausschließlich die Bezeichnung Sekundäremissionsfaktor zu gebrauchen. Doch scheint das Beobachtungsmaterial für eine endgültige Festlegung der Bezeichnungen noch nicht reif zu sein, da selbst in der Monographie von Bruining eine solche unterscheidende Bezeichnungsweise noch nicht eingeführt ist. Dieser Bericht handelt nur von der Sekundärelektronenausbeute, und unter „Sekundärelektronen" wird die Summe $(S + R)$ verstanden. Die Platte, auf welche die Primär-

elektronen aufprallen und von der die Sekundärelektronen austreten, soll Prallplatte genannt werden, um die mißverständliche von den Photokathoden entlehnte Bezeichnung „Kathode" zu vermeiden.

Die Zahl der Sekundärelektronen, die bei gleicher Stromstärke der Primärelektronen aus verschiedenen Prallplatten austreten, kann bekanntlich je nach dem Material der Platten sehr verschieden sein. Danach kann man jetzt die Prallplatten in zwei Hauptgruppen einteilen. Im Bestreben, einfache Verhältnisse zu erhalten, hat man in erster Linie sorgfältig entgaste reine Metalle als Prallplatten erforscht, die die erste Gruppe bilden. Zur zweiten Gruppe gehören auf ganz verschiedene Art hergestellte oder „formierte", meist halbleitende Metallverbindungen, die wegen der erhöhten Ausbeute im Interesse der Technik entwickelt worden sind. Die nicht formierten Metallverbindungen gehören teils der ersten und teils der zweiten Gruppe an.

I. Gruppe. Sekundärelektronenausbeuten zwischen 1/2 und 2

Die Forschung hat die Sekundärelektronenemission der Metalle einigermaßen geklärt. Bei Metallen mit geringer Austrittsarbeit, unter 4 V, und geringer Dichte, unter 4 g/cm³, ist die Ausbeute kleiner als 1. Es ergeben:

Tabelle 1[1])

Metalle	*Li*	*K*	*Ru*	*Mg*	*Be*	*Cs*	*Al*	*Ba*
Dichte	0,53	0,86	1,5	1,7	1,8	1,9	2,7	3,8
Austrittsarbeit in eV	2,28	2,24	2,18	2,42	3,16	1,81	2,26	2,11
Höchstausbeute	0,55	0,69	0,85	0,95	0,90	0,90	0,97	0,90
Primärelektronenenergie in eV	100	300	400	300	200	400	300	400

Es ist festgestellt worden [siehe (1), S. 5], daß auch in allen Fällen, in denen δ kleiner als 1 ist, der größte Teil der Emission aus wahren Sekundärelektronen im engeren Sinn, und nicht, wie man vermuten könnte, nur aus reflektierten Primärelektronen besteht. Auffallend ist die Gleichartigkeit der Erscheinung bei so verschiedenen Stoffen. Ebenso sind die Ausbeuten von Metallen, deren Austrittsarbeit größer als 4 eV und deren Dichte größer als 7 ist, auch untereinander sehr ähnlich. Es ergeben:

Tabelle 2[1])

Metalle	*Sn*	*Fe*	*Ni*	*Cu*	*Mo*	*Bi*	*Ag*	*Pb*	*Ta*	*W*	*Au*	*Pt*
Dichte	7,3	7,8	8,8	8,9	9,0	9,8	10,5	11,3	11,8	19,1	19,3	21,4
Austrittsarbeit	4,3	4,77	5,02	4,30	4,15	4,6	4,74	4,15	4,12	4,54	4,90	6,27
Höchstausbeute	1,35	1,32	1,270	1,35	1,225	1,35	1,47	1,08	1,35	1,43	1,47	1,78
Primärelektronenenergie	500	400	500	500	400	500	800	500	600	700	700	700

Das scheinbar Paradoxe, daß die stärkere Bindung bei größerer Austrittsarbeit die Auslösung der Sekundärelektronen nicht zu erschweren, sondern zu begünstigen scheint, läßt sich aufklären. Bei ganz kleiner Energie der Primärelektronen (unter 20 eV) ist es nämlich tatsächlich so, wie man erwartet: je kleiner die Austrittsarbeit, desto größer wird die Ausbeute und umgekehrt [vgl. (1), S. 67, Abb. 55]. Die Höchstwerte der Ausbeute werden aber erreicht, wenn die Energie der Primärelektronen viel größer, rund 500 eV, ist. Im Vergleich zu solchen Energiebeträgen spielen die Unterschiede in den Austrittsarbeiten nur noch eine nebensächliche Rolle; ihr Einfluß wird dann durch den Einfluß der Dichte übertroffen. Je geringer die Dichte ist, desto größer ist die Reichweite der Primärelektronen beim Eindringen in die Prallplatten. Ein Teil der Sekundärelektronen wird also bei den Stoffen geringer Dichte so tief unter der Oberfläche ausgelöst, daß sie die Platte nicht mehr verlassen können. Daher wird dann die Ausbeute (Tabelle 1) geringer als bei den Stoffen größerer Dichte (Tabelle 2). Ihre Energie verlieren die Sekundärelektronen bei allen Metallen in gleicher Weise durch thermische Zusammenstöße mit den freien Leitungselektronen der Metalle. Dadurch wird auch die auffallende Ähnlichkeit der Ausbeuten ($\delta \approx 1$) bei allen Metallen erklärt.

1) Die meisten Angaben der Tabellen I und II sind der Monographie (1) entnommen. Nur die Werte für δ von *Ni* und *Mo* stammen aus der Abhandlung (4), S. 405, Abb. 4, und S. 407, Abb. 10; von *K* aus der Abhandlung (5); von *Cu* aus Abhandlung (6), S. 398, Abb. 6; von *Pb* aus Abhandlung (7), S. 412, Abb. 5, und von *Sn* und *Bi* aus der Abhandlung (7), S. 415, Abb. 12, und S. 417, Abb. 15.

Um 1 herum liegende Werte der Ausbeute findet man aber auch noch bei den Verbindungen der Metalle hoher Austrittsarbeit mit Sauerstoff. Als einen Vertreter solcher Verbindungen führen wir hier das Kupferoxydul (Cu_2O) an, das neuerdings von A. Frimer ganz besonders sorgfältig untersucht worden ist. Die Höchstausbeute von reinem Cu_2O mit der Dichte 5,75 bis 6,09 und der Austrittsarbeit 5,4 eV ist 1,17 [nach (1), S. 52, ist $\delta_{max} = 1{,}19$ bis $1{,}25$] und unterscheidet sich also nur wenig von der Ausbeute des reinen Cu: $\delta_{max} = 1{,}35$ [nach (1), S. 21, Abb. 18, ist $\delta_{max} = 1{,}32$]. Das Maximum der Ausbeute wird in beiden Fällen bei derselben Energie der Primärelektronen erhalten. Die geringe Abnahme der Ausbeute des Cu_2O gegenüber der des Cu kann

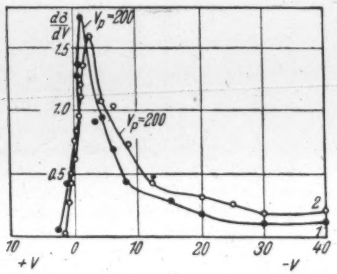


Fig. 1. Die Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärelektronen von Cu (Kurve 2) und Cu_2O (Kurve 1) bei 200 eV Primärelektronenenergie. [Nach (6), Abb. 9.]

durch das tiefere Eindringen der Primärelektronen in das Cu_2O erklärt werden. Aber nicht nur die Ausbeute, auch die Geschwindigkeitsverteilung der austretenden Sekundärelektronen ist in beiden Fällen, wie Fig. 1 zeigt, die gleiche. Die Sekundärelektronen werden also in diesem Fall durch die Primärelektronen von den Atomen ganz unabhängig davon, ob die Atome in der Prallplatte als Gitterbausteine einer Verbindung oder im reinen Metallgitter oder als freie Atome enthalten sind, in gleicher Weise ausgelöst[2]).

2) Im Gegensatz zur Sekundärelektronenemission wird bekanntlich bei dem äußeren Photoeffekt durch die Oxydation des Metalls die Auslösung von Elektronen verhindert. Dieser Unterschied ist neuerdings wieder von Timofeew (8) durch Parallelbeobachtungen an ein und derselben, mit Cs formierten Prallplatte bestätigt worden: nach Oxydation des adsorbierten Cs sinkt die Sekundärelektronenausbeute nur wenig (von $\delta_{max} = 7$ auf $\delta_{max} = 6$), während die Lichtempfindlichkeit ganz verschwindet [siehe (8), S. 17, Abb. 8].

II. Gruppe. Erhöhte Sekundärelektronenausbeuten (δ größer als 2)

Während Cu_2O und andere Oxyde der Metalle mit großer Austrittsarbeit ungefähr die gleiche Ausbeute ($\delta \approx 1$) ergeben, wie die entsprechenden Metalle, ist die Ausbeute von einer ganzen Reihe andere Verbindungen viel größer, als die der entsprechenden Metalle. Zu dieser Gruppe der Verbindungen gehören die Alkalihalogeniden z. B. $NaCl$ mit $\delta_{max} = 6{,}8$ und Oxyde der Metalle mit kleiner Austrittsarbeit, z. B. BaO mit $\delta_{max} = 4{,}8$. Die Werte der „erhöhten" Ausbeute liegen zwischen 2 und 9 [vgl. (1), Tabelle III, S. 43]. Noch größere Ausbeuten bis $\delta_{max} = 22$ erhält man von Schicht-Prallplatten, die nach bestimmten Formierungsrezepten hergestellt sind. Für die hier mit Schicht-Prallplatten bezeichneten Platten sind auch die Benennungen: Schichtkathoden (18) und Prallanoden gebräuchlich. Diese Schicht-Prallplatten bestehen z. B. aus einer silbernen Grundplatte, die von einer dünnen Cs_2O-Schicht bedeckt ist, in der sich freie Ag-Atome und Cs-Atome befinden. An der Oberfläche sind auch freie Cs-Atome adsorbiert. Sie werden durch die Angaben (Ag) —Cs_2O—Ag, Cs bezeichnet. Da die Ausbeute solcher Schicht-Prallplatten durch sehr viele Faktoren, die in den Formierungsvorschriften enthalten sind, beeinflußt wird, schwanken die erhaltenen Werte noch stark. Man ist noch im Unklaren darüber, wodurch eigentlich die auffallende Steigerung der Ausbeute verursacht wird, und sucht zunächst den Grund für den Unterschied zwischen den beiden Gruppen.

Zum Unterschied zwischen der I. und II. Gruppe

Zur Erklärung der erhöhten Ausbeute sind in der Hauptsache zwei Arbeitshypothesen aufgestellt worden, die sich grundsätzlich voneinander unterscheiden. H. Bruining (1) und J. H. de Boer, denen sich auch G. Maurer (9) und N. D. Morgulis (10) anschließen, gehen von der Annahme aus, daß die Auslösung der Sekundärelektronen in beiden Fällen, sowohl bei den Metallen, als auch im Falle der erhöhten Ausbeute, in wesentlich gleicher Weise stattfindet. Sie betrachten als Quelle der Sekundärelektronen die Gitterbausteine der Metalle und Verbindungen und lehnen es ab, eine zusätzliche Auslösung eigener Art an den in den Schicht-Prallplatten eingebauten Metallatomen (Ag, Cs) oder evtl. Störstellen im Kristallaufbau der Verbindungen in Betracht zu ziehen, da sie die Zahl der Störstellen mit Metallatomen für viel zu gering halten, um einen nennenswerten Zuwachs zur Emission liefern zu können. Auch Energieunter

schiede bei der Auslösung der Elektronen reichen nicht zur Erklärung der Ausbeuteunterschiede aus. G. Maurer (9) hat nachgewiesen, daß die Bildungsenergie der Sekundärelektronen, d. h. die Mindestenergie, die ein Primärelektron besitzen muß, um zur Auslösung eines Sekundärelektrons befähigt zu sein, meist gleichgroße um 10 eV herumliegende Werte aufweist, auch wenn sich die Ausbeuten stark unterscheiden. Es ist z. B. die Ausbeute von reinem *NaCl* 9,7 und die Bildungsenergie 10,8 eV; die Ausbeute von mit *Cs* behandeltem *NaCl* ist $\delta_{max} = 22{,}7$, also mehr als doppelt so groß, und dennoch ist die Bildungsenergie in diesem Fall 10,7 eV, also fast genau dieselbe. Wenn die Ausbeuten trotzdem verschieden sind, so kann das, nach dieser Hypothese, nur daran liegen, daß die ausbeutelosen Energieverluste der Primärelektronen sehr verschieden sind. Danach sind die Ausbeuten von den Metallen so gering, weil die Energie der Primärelektronen zum größten Teil bei Zusammenstößen mit den Leitungselektronen im Sinne der Emission nutzlos verbraucht wird. Die Ausbeute ist auch dann gering, wenn die Energiebänder im Gitter der Verbindungen so liegen, daß es beim Zusammenstoß nur zu einer Anregung des Atoms und nicht zu seiner Ionisation kommt [vgl. (1), S. 83].

Eine erhöhte Ausbeute, z. B. $\delta = 9{,}7$ für *NaCl*, wird erst erhalten, wenn die Energiebänder so liegen, daß die Hebung eines Elektrons in das nächsthöhere Energieband auch gleich zur Ionisation führt, und die ausbeutelosen Verluste ganz verschwinden oder nur gering sind. Durch den Einbau von *Cs*-Atomen wird aber die Ausbeute nochmals erhöht ($\delta_{max} = 22{,}7$). Da die eingelagerten Atome, wie bereits erwähnt, wegen ihrer geringen Anzahl an der direkten Auslösung der Sekundärelektronen nach dieser Arbeitshypothese nur verschwindend beteiligt sein können, müssen sie eine andere Bedeutung haben. Man ist sich darüber einig, daß durch den Einbau der Metallatome die Leitfähigkeit der Stoffe vergrößert und der Nachschub der Elektronen daher erleichtert wird. Der Nachschub ist erforderlich, um die durch den Verlust von Sekundärelektronen entstandenen positiven Ionen wieder zu neutralisieren. Dabei kommt es aber weniger auf das Auffüllen der Zahl ionisationsfähiger Gitterstellen an, die praktisch unbeschränkt ist, sondern auf die Vernichtung der positiven Ladung der Ionen. Es ist eine Konsequenz dieser Arbeitshypothese, daß diese Ladungen die Sekundäremission hemmen [(10), S. 857]. Durch das schnellere Ausschalten dieser Hemmung infolge vergrößerter Leitfähigkeit bei Anwesenheit eingebauter Metallatome kann die Erhöhung der Ausbeute bei der *Cs*-Behandlung erklärt werden. Zusammenfassend: in der ersten Arbeitshypothese wird versucht, alles auf schon bekannte Vorgänge zurückzuführen.

Die Vertreter der zweiten Arbeitshypothese, P. W. Timofeew (2), A. Pjatnitzky (14) und A. Frimer (6), haben eine vollkommen entgegengesetzte Ansicht von der Rolle der positiven Ladung: diese soll nach ihrer Meinung die Bildung zusätzlicher neuer Sekundärelektronen nicht hemmen, sondern gerade fördern. Wenn aber durch das Produkt eines Vorganges dieser weiter gefördert wird, dann muß es unter Umständen zu einem lawinenartigen Anwachsen des Vorganges, wie z. B. bei den Elektronenlawinen der Gasentladungen, kommen. Daß ein solches lawinenartiges Anwachsen der Ausbeute tatsächlich erhalten worden ist, ist eine Stützung und zugleich Ausgangspunkt dieser Arbeitshypothese.

Nach Malter kann man bekanntlich von einer *Al*-Al_2O_3-*Cs*-Prallplatte Ausbeuten erhalten, die 1000mal größer sind als die von Metallen; hierbei wird allgemein anerkannt, daß man eine so große Erhöhung der Ausbeute nur durch das Hinzutreten einer neuen Erscheinung, der Feldemission, erklären kann. Timofeew u. d. a. versuchen nun dieselbe zusätzliche Erscheinung auch zur Erklärung der gewöhnlichen „erhöhten" Sekundärelektronenemission von Metallverbindungen und Schicht-Prallplatten der zweiten Gruppe heranzuziehen.

Um die Entstehung der Feldemisson zu erklären, weist Malter auf die positiven Ionenladungen hin, die auf der Prallplatte immer dann auftreten müssen, wenn aus dieser beim Bombardement mit Primärelektronen mehr Elektronen austreten als eintreten. Eingebettet in einen Isolator werden die entstandenen Ionen, bei Malter-*Cs*-Ionen, nur sehr langsam wieder neutralisiert. Bei ausreichender Stromstärke der Primärelektronen wächst also die Ladung mit der Zeit stark an, so daß sich zwischen ihr und der *Al*-Grundplatte ein elektrisches Feld von der Größenordnung 10^6 V/cm ausbilden kann. Sobald dies erreicht ist, beginnt die kalte Feldemission der Elektronen aus der Aluminiumplatte, und dieser zusätzliche Vorgang hat das enorme Anwachsen der Ausbeute zur Folge, indem auch diese nicht mehr durch den Stoß der Primärelektronen, sondern durch die Feldemission erzeugten Elektronen die äußerst dünne Aluminiumoxydschicht durchqueren und ins Vakuum hinaustreten. Die Bildung einer positiven Aufladung hat bereits Fleischmann (11) beobachtet. Für die Maltersche Anordnung ist ihre Existenz von Mahl (12) elektronenoptisch nachgewiesen worden. Daher wird die Maltersche Erklärung des Malter-Effektes als fast

[vgl. (1), S. 51] gesichert anerkannt. Bezeichnend für die Sekundäremission mit Beteiligung der Feldemission ist ihre Trägheit: sie beginnt erst einige Minuten nach dem Beginn des Elektronenbombardements und klingt auch erst allmählich[3]) nach beendetem Bombardement ab. Nach der Arbeitshypothese von Timofeew (2) sollen nun ganz ähnliche Vorgänge vorkommen, wenn künstlich Metallatome oder kolloide Metallteilchen eingebaut sind, wie es bei den Schicht-Prallplatten der Fall ist. Von den nichtformierten Metallverbindungen mit erhöhter Ausbeute haben sich *NaCl*, *BaO*, Ag_2S, Ag_2O als Überschußhalbleiter erwiesen, d. h. auch in ihnen sind überschüssige Metallatome eingelagert. Nach Ansicht von Timofeew findet aus diesen Einlagerungen eine Feldemission statt. Im Grunde genommen stellt dieses Bild nichts anderes dar als den Mechanismus der Leitung von einem zum anderen der eingeschlossenen Metallatome oder Teilchen. Es kommt nur die Annahme hinzu, daß die Feldstärke in der Nähe der Oberfläche so große Werte zu erreichen vermag, daß die stark beschleunigten Elektronen die Platte verlassen und ins Freie hinaustreten können, wo sie vom äußeren Feld abgesaugt werden. Die Sekundärelektronen werden sozusagen auf dem Weg zu dem Ion, das sie anzieht und das sie neutralisieren könnten, vom äußeren Feld abgefangen. Dadurch erhält aber ein einziges geladenes Ion an der Oberfläche die Möglichkeit, nicht nur einem, sondern vielen Elektronen nacheinander zum Austritt aus der Prallplatte zu verhelfen. So können auch die Einschlüsse trotz ihrer im Vergleich mit den Gitterbausteinen geringen Zahl eine wesentliche Erhöhung der Ausbeute hervorrufen. Von dem Malter-Effekt unterscheidet sich die hier angenommene Feldemission dadurch, daß sie trägheitslos ist. Diese Metalleinschlüsse sind jeweilig nur durch eine oder einige wenige monomolekulare Schichten von den Oberflächenladungen bzw. voneinander getrennt, und da genügt bereits ein Ion, um die zur Feldemission erforderliche Feldstärke zu erzeugen. Ein allmähliches Anwachsen der Ladung, wie bei der viel dickeren Al_2O_3-Schicht im Malterschen Versuch, ist daher nicht erforderlich. Deshalb ist für diese Feldemission bei eingebauten Atomen die Bezeichnung „trägheitsloser Malter-Effekt" in Vorschlag gebracht worden [(6), S. 401]. Es handelt sich also um einen ganz neuen Vorgang, der sich grundsätzlich sowohl von der Sekundärelektronenauslösung beim Stoß der Primärelektronen, als auch von dem echten Malter-Effekt unterscheidet. Es ist günstig, daß wenigstens für den wesentlichsten Teil dieser Arbeitshypothese, das Hinaustreten durch ein inneres Feld beschleunigter Elektronen, eine experimentelle Bestätigung vorliegt. Kosmann (13) hat auf eine Seite einer 1,5 cm dicken Glasplatte, die eine Vakuumröhre in zwei Hälften teilt, ein Netz aus Silber aufgedampft, das bei einem Netzabstand von 1,5 mm ungefähr $^4/_5$ der Platte bedeckt, während $^1/_5$ frei bleibt. Die Platte wird erhitzt und von der anderen Seite mit Elektronen bombardiert. Diese dringen in die Glasplatte ein und fließen durch die aufgedampfte Silberelektrode ab. Unter bestimmten Umständen steigt die Feldstärke in

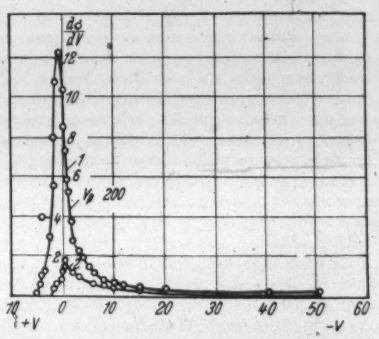


Fig. 2. Die Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärelektronen von reinem Cu_2O (Kurve 2) und mit *Cs* behandeltem Cu_2O (Kurve 1) bei 200 eV Primärelektronenenergie. Die Kurve 2 ist mit der Kurve 1 der vorhergehenden Fig. 1 identisch. [Nach (6), Abb. 11.]

unmittelbarer Nähe des Silbernetzes stark an, und es erfolgt dann ein Hinaustreten von Elektronen aus dem Glas durch die unbedeckten Maschen der Netzelektrode. Dieser Elektronenstrom wird durch ein äußeres Feld abgesaugt und gemessen. In einem Fall betrug der Emissionsstrom $2{,}10^{-8}$ A, während der Leitungsstrom durch das Glas 10^{-4} A stark war. Auch die Geschwindigkeitsverteilung der austretenden Elektronen ist mit einem Gegenfeld gemessen worden: die austretenden Elektronen haben nur eine geringe Geschwindigkeit. Dieser Umstand spricht für die Möglichkeit der Beteiligung einer solchen Elektronenemission beim Zustandekommen der „erhöhten" Sekundärelektronenausbeute. Vergleicht man z. B. (Fig. 2) die Geschwindigkeitsverteilung der Sekundärelektronen von Cu_2O mit der Verteilungskurve der Sekundärelektronen nach einer Behandlung der Prallplatte mit

3) Die von Bruining gebrachte (1), Abb. 56, S. 10] Abfallkurve stellt einen ganz exorbitanten Sonderfall dar; gewöhnlich klingt die Emission in einigen Minuten und nicht, wie im angeführten Fall, in mehr als 4 Stunden ab.

Zäsium, so erkennt man, daß nur die Zahl der Sekundärelektronen geringer Geschwindigkeit zugenommen, während sich der Anteil der Sekundärelektronen hoher Geschwindigkeit kaum verändert hat. Es macht also tatsächlich den Eindruck, als ob sich der normalen Sekundärelektronenemission durch Stoß der Primärelektronen eine weitere Emission anderer Art, die nur Sekundärelektronen geringer Geschwindigkeit liefern kann, überlagert. Und gerade solche Elektronen geringer Geschwindigkeit werden bei dem Versuch von Kosmann festgestellt. Nach der Arbeitshypothese von Timofeew wären also zwei verschiedene Anteile der Sekundärelektronenemission zu unterscheiden: der normale Anteil mit Ausbeuten $\delta_{max} \approx 1$, der durch den direkten Stoß der Primärelektronen hervorgerufen wird und zum Teil Sekundärelektronen größerer Geschwindigkeit enthält, und der zusätzliche Anteil, der zu Ausbeuten bis zu $\delta_{max} = 22$ führen kann, durch eine Feldemission hervorgerufen wird und nur Sekundärelektronen geringer Geschwindigkeit enthält. Danach sind die Ausbeuten von den Metallen auch noch deshalb so gering, weil die positiven Ionen infolge der großen Zahl freier Leitungselektronen unmittelbar nach ihrer Bildung sofort wieder neutralisiert werden, so daß eine zusätzliche Feldemission ausgeschlossen ist. Dasselbe gilt von Cu_2O, das als Ersatzhalbleiter eine beträchtliche Elektronenleitfähigkeit besitzt. Die erhöhte Ausbeute von *NaCl* oder *BaO* rührt von den isolierenden Eigenschaften dieser Stoffe, welche eine notwendige Vorbedingung für das Zustandekommen einer zusätzlichen Feldemission bildet Die abermalige Erhöhung der Ausbeute durch eine *Cs*-Behandlung ergibt sich hiernach als Folge der zusätzlichen Einlagerung geringer Zäsiummengen in das Gitter des Isolators.

Eine theoretische Formulierung seiner Anschauungen über die Rolle der positiven Oberflächenladung gibt Timofeew gemeinsam mit Pjatnitzky [(14), S. 45]. Die Zahl der „Zentren" (bzw. Störstellen), die aus einzelnen *Cs*-Atomen oder Atomgruppen oder auch aus Cs_2O-Gruppen bestehen könnten und befähigt sind, innerhalb einer gewissen Zeit t eine positive Ladung festzuhalten, sei in einem gegebenen Augenblick n. Dann ist die Zahl der in der Zeit dt neu hinzukommenden Ladungen gleich $n \cdot i_p \cdot W \cdot dt$, wenn i_p die Stromstärke der Primärelektronen und W die mittlere Wahrscheinlichkeit der Ionisation eines Zentrums bedeuten. Dabei ist W als eine Funktion der Primärspannung zu betrachten.

Die Zahl der durch Rekombination in der Zeit dt verschwindenden Zentren ist gleich $(n_0 - n + n \cdot i_p \cdot W) \cdot P \cdot dt$. Hier bedeuten: n_0 die Gesamtzahl der vor Beginn der Bestrahlung verfügbaren Zentren und P die mittlere Wahrscheinlichkeit der Rekombination eines Zentrums. Die Bilanzgleichung erhält somit die Form:

$$-dn/dt = n \cdot i_p \cdot W - (n_0 - n + n \cdot i_p \cdot W) \cdot P .$$

Werden von jedem Zentrum im Mittel k Sekundärelektronen durch Feldemission ausgelöst, so ist die Sekundärstromstärke $i_s = k \cdot n$, und die Lösung der Differentialgleichung kann in folgender Form geschrieben werden:

$$i_s = \left[n_0 - \frac{n \cdot P}{B} - n_0 \cdot (1 - P/B) \cdot e^{-Bt}\right] \cdot k + \left[\frac{n \cdot P}{B} + n_0 \cdot (1 - P/B) \cdot e^{-Bt}\right] \cdot k \cdot i_p \cdot W.$$

Hierbei bedeutet $B = W + P - W \cdot i_p \cdot P$.

Dieser Gleichung für die Sekundärstromstärke entnimmt Timofeew, daß die Trägheit, d. h. die Zeit, nach der die Stromstärke ihren stationären Wert erreicht, von der Rekombinationszeit der Zentren, also von der Größe P, in erster Linie abhängt. Er schätzt diese Rekombinationszeit auf 10^{-9} s [(2), S. 5], so daß die Bezeichnung „trägheitsloser Maltereffekt" berechtigt erscheint. Ungeachtet der kurzen Lebenszeit der Ladungen kann jede von ihnen trotzdem eine große Zahl von Elektronen zum Austritt aus der Oberfläche der Prallplatte veranlassen, da der Weg ins Freie nur 10^{-7} cm beträgt und daher selbst bei einer Energie 1 eV der austretenden Sekundärelektronen der Austritt eines Elektrons nur 10^{-14} s erfordern würde (1 eV entspricht einer Geschwindigkeit von der Größenordnung 10^7 cm/s).

Betrachtet man den stationären Zustand, so können in der Formel für i_s die t enthaltenen Glieder weggelassen werden. Wird ferner, was bei größeren Stromdichten der Primärelektronen zutreffen dürfte, angenommen, daß $i_p \cdot W$ sehr viel größer als P ist, so wird

$$i_s = n_0 \cdot k/(1 - P) .$$

Daraus folgt aber, daß die Stromstärke der Sekundärelektronen bei großen Stromdichten der Primärelektronen von deren Stromstärke i_p unabhängig sein muß oder daß die Sekundärelektronenausbeute mit zunehmender Stromdichte der Primärelektronen abnehmen muß. Und in der Tat ergeben die Versuche mit einer Cs_2O–*Cs*-Prallplatte [(14), S. 43, Abb. 7], daß die Ausbeute von der Stromdichte 10^{-5} amp/cm² an steil abzufallen beginnt. Damit gehen wir von den theoretischen Betrachtungen zu den rein experimentellen Untersuchungen zur Beteiligung der Feldemission bei der Auslösung der Sekundärelektronen über.

Experimentelle Untersuchungen zur Beteiligung der Feldemission an der Sekundärelektronenausbeute

Zur Prüfung ihrer Arbeitshypothese haben Timofeew und seine Mitarbeiter Prallplatten hergestellt, in denen Metallatome in übersehbarer Menge eingelagert sind. Auf einer Grundplatte aus elektrolytisch versilbertem Nickel wird abwechselnd Silber und Gold aufgedampft, immer einige (3,6 oder 12) monoatomare Schichten Silber und dann wieder einige monoatomare Schichten Gold bis zu einer Gesamtschichtdicke von etwa 300 Atomlagen. Eine solche Mischschicht wird durch eine Entladung in Sauerstoff oxydiert und dann bei 200° C mit Zäsiumdampf behandelt. Bei dieser Temperatur wird das Goldoxyd wieder reduziert, während das Silberoxyd als solches bestehen bleibt. So kann, wie ein Haus aus einzelnen Steinen, eine Silberoxydschicht aufgebaut werden, die mit Gold und Zäsiumatomen durchsetzt ist. An der Oberfläche befinden sich auch adsorbierte Zäsiumatome. Die Höchstausbeute einer so hergestellten Prallplatte, die z. B. 4mal mehr Gold als Silber enthält, beträgt, um ein Beispiel zu nennen, $\delta_{max} = 4{,}6$. Schaltet man das metallische Zäsium durch Oxydation aus, so sinkt die Ausbeute um 1 bis auf $\delta_{max} = 3{,}6$. Ist dagegen kein Gold eingebaut, so sinkt die Ausbeute infolge Oxydation um 4,4 von $\delta_{max} = 7{,}2$ auf 2,8. Bei Anwesenheit der Goldatome ist also die Veränderung rund 4mal kleiner als ohne diese. Das Einbauen von Metallatomen begünstigt demnach die Sekundärelektronenemission. Allerdings wirken eingebaute Zäsiumatome noch günstiger als Goldatome, wie die Anfangsausbeute $\delta_{max} = 7{,}2$ bei Abwesenheit von Gold anzeigt. — Daß es sich bei diesen Versuchen nicht nur um eine Oxydation der adsorbierten Oberflächenschicht aus Zäsium handelt, wird folgendermaßen festgestellt: Benutzt man die Prallplatte als Photokathode, so genügt schon die Oxydation der Oberflächenschicht, um die Lichtempfindlichkeit auszuschalten. Unterbricht man also die Oxydation, sobald die Lichtempfindlichkeit verschwunden ist, so bleiben die in der Schicht eingebauten Metallatome noch erhalten. Die Sekundärelektronenemission sinkt dann in der Tat nur wenig, von $\delta = 7$ auf 6. Erst eine länger andauernde Oxydation verursacht das starke Absinken auf den oben angegebenen Wert von $\delta_{max} = 2{,}8$. Diese Versuche können also im Sinne einer zusätzlichen Feldemission an eingebauten Metallatomen gedeutet werden. Sie können aber nicht zwischen den beiden Arbeitshypothesen entscheiden, da die beobachteten Veränderungen der Ausbeute nach der ersten Arbeitshypothese auch auf eine Abnahme der Leitfähigkeit der Schicht infolge der Oxydation zurückgeführt werden können. Es kann nämlich gezeigt werden, daß mit fortschreitender Oxydation immer stärkere Ermüdungserscheinungen auftreten, wenn man die Prallplatten als Photokathoden benutzt. Daraus folgt, daß der Nachschub von Elektronen erschwert ist, wenn die eingebauten Metallatome fehlen, und damit sind die Änderungen der Leitfähigkeit bewiesen.

Die Verringerung der Ermüdung durch den Einbau der Metallatome erweist sich aber als unabhängig davon, ob es Zäsium, Gold oder andere Atome sind; und dadurch unterscheidet sich deren Wirkung auf die lichtelektrische Emission von der auf die Sekundärelektronenemission, bei der es auf die Art der Atome ankommt.

In ganz derselben Weise, wie die Kombination aus Gold und Silber, sind noch Prallplatten aus den Metallpaaren *Mo* und *Pt*, *Ag* und *Ni*, *Ag* und *Mg* hergestellt und untersucht worden. In der Tabelle 3 sind die Höchstausbeuten aus diesem Beobachtungsmaterial zusammengefaßt.

Anschließend sind in der Tabelle 3 solche Verbindungen angeführt, die mit *Cs* behandelt worden sind und daher *Cs*-Atome enthalten. Schließlich sind noch solche Verbindungen angeschlossen, die als Überschußleiter erkannt sind und an den Störstellen die betreffenden Metallatome enthalten; um anzudeuten, daß in diesen Fällen keine Atome künstlich eingebaut wurden, sind die Angaben in der dritten Reihe geklammert. Man erkennt aus der Zusammenstellung, daß der Einbau von Metallen mit großer Austrittsarbeit (*Au*, *Pt*, *Ni*) noch nicht zu einer erhöhten Ausbeute führt, wenn auch die Bedingungen für eine solche Feldemission, wie sie Timofeew erwartet, vorhanden sind. Durch die Feldemission allein kann daher die erhöhte Ausbeute nicht erklärt werden. Als notwendige Bedingung für das Auftreten einer solchen erhöhten Ausbeute erkennt man die Anwesenheit von Metallen kleiner Austrittsarbeit (*Cs*, *Ba*, *Na*) im Aufbau der Verbindungen. Eine Erklärung dieser Tatsache liefert die Hypothese von Bruining [vgl. (1), S. 83]. Die Energiebänder im Gitter dieser Verbindungen liegen so, daß die Ionisation gegenüber der Anregung gefördert wird. Das schließt aber eine Beteiligung der Feldemission an diesen Erscheinungen nicht aus. Daher soll hier noch eine Reihe von Versuchen angeführt werden, die von den Verfassern im Sinne einer solchen Beeinflussung der Ausbeute durch eine Feldemission gedeutet werden.

P. Timofeew und A. Pjatnitzky (14) zeigten, daß die Ausbeute bei zunehmender Stromdichte der Primärelektronen sehr bald abzunehmen beginnt. Eine solche Abnahme kann auf

Tabelle 3
Höchstausbeuten an Sekundärelektronen von Prallplatten mit eingebauten Metallatomen

Halbleiter	Anzahl der Moleküllagen	Eingebaute Atome	Höchstausbeute δ_{max}	Primär-elektronen-energie in eV	Literaturangaben Abhandlung
MoO_3		*Pt*	1,25	1200	(21), Abb. 3
Ag_2O		*Au*	1,2	600	(21), Abb. 2
Ag_2O		*Ni*	1,8	600	(21), Abb. 4
Ag_2O	200	*Cs*	9,0	800	(9), Abb. 5 und 12
Ag_2S	75	*Cs*	17,5	400	(20), Abb. 1
Cs_2O	300	*Au, Ag*	4,5	800	(8), Abb. 9
Cs_2O	100	*Ag*	7,2	350	(8), Abb. 8
BeO		*Ni*	12,0	750	(15), Abb. 8, und (16), Abb. 4
KJ		*Cs*	12,6	1800	(9), Abb. 11
CsCl		*Cs*	13,7	1700	(9), Abb. 9
NaCl		*Cs*	22,7	1400	(9), Abb. 7 und 12
NaCl		(*Na*)	9,7	700	(17), Abb. 12
NaCl		(*Na*)	9,7	750	(9), Abb. 6
MgF_2	100	(*Mg*)	4,1	800	(17), Abb. 9
MgO	50	(*Mg*)	7,5	550	(19), Abb. 6
BaO	50	(*Ba*)	6,5	500	(19), Abb. 5

die beschränkte Zahl eingebauter Metallatome in plausibler Weise zurückgeführt werden.

G. Gille (15) und J. Mathes (16) stellten Prallplatten aus Nickel-Beryllium-Legierungen her. Zur Erzielung einer höheren Ausbeute mußten die Legierungen schwach oxydiert werden. Es ist anzunehmen, daß sich dabei eine Oxydschicht mit eingelagertem *Ni* bildet. Von solchen Platten erhält man eine stark erhöhte Ausbeute, die auch von Gille im Sinne einer Feldemission gedeutet wird [(15), S. 231].

K.-H. Geyer (17) stellte *NaCl* und *MgF*-Schichten verschiedener Dicke her und fand, daß die Zahl der langsamen Elektronen mit wachsender Schichtdicke bei sonst unveränderten Umständen stark zunimmt. Diese Veränderungen führt Geyer auf die Wirkung einer Feldemission zurück, die sich bei Schichtdicken zwischen 10 und 30 Atomabständen bemerkbar zu machen beginnt (l. c., S. 138).

H. Paetow (18) führt eine ganze Gruppe von Feldemissionserscheinungen an, bei denen eine Feldemission durch positive Aufladung eines Isolators entsteht.

Timofeew (8) hat ferner eine Erscheinung beobachtet, die bisher noch nicht beschrieben ist und daher etwas ausführlicher behandelt werden möge. Eine Glasplatte wird in üblicher Weise, jedoch bei 100° C versilbert. An Stelle des spiegelnden erhält man bei dieser Temperatur einen weißlichen porösen Niederschlag. Dieser wird mittels einer Entladung in Sauerstoff bis zur Tiefe von ungefähr 250 monomolekularen Lagen oxydiert, dann bei 400° C wieder reduziert, um die Schicht mehr aufzurauhen, und schließlich wieder bis zu einer Tiefe von 100 Lagen oxydiert. Das geschieht alles, um eine intensive Einlagerung von *Cs*-Atomen in die Oxydschicht bei der nachfolgenden Behandlung mit *Cs*-Dampf zu erhalten. Die Ausbeuten solcher Prallplatten erreichen Höchstwerte bis zu $\delta_{max} = 7{,}5$. Die zu beschreibende besondere Erscheinung tritt nun auf, wenn man eine derartige Prallplatte als Kathode einer Photozelle verwendet. Steigert man die Absaugespannung der Photoelektronen allmählich, so nimmt der Strom zuerst, wie gewöhnlich, bis zur Sättigung bei 100 V zu. Dann bleibt er konstant, beginnt aber von 350 bzw. 400 V an wieder zu steigen, und diese Zunahme ist sehr groß: von $15 \cdot 10^{-6}$ auf $15 \cdot 10^{-4}$ A. Allerdings können die starken Ströme nicht dauernd erhalten werden, sondern die Stromstärke fällt längstens nach 40 Min. auf den normalen Sättigungswert zurück. Jedenfalls aber beweisen diese Versuche die Existenzmöglichkeit zusätzlicher Elektronenströme von solchen Prallplatten, die bei der Sekundärelektronenemission eine erhöhte Ausbeute aufweisen. Es handelt sich hierbei zweifellos um eine dem Malter-Effekt analoge Erscheinung. Tritt doch die für den Malter-Effekt charakteristische Einsatzträgheit auch bei dieser außergewöhnlichen Steigerung des Photostromes in ganz ähnlicher Weise auf. Die Verspätung des Stromes nach dem Einschalten der erforderlichen Spannung ist hier, wie aus der Tabelle 4 ersichtlich, von der Intensität des einfallenden Lichtes abhängig.

Tabelle 4

Beleuchtungsstärke in Lx	0,1	0,02	0,01	0,001
Verspätung in s	20	57	105	294

Die verschiedenartigen angeführten Versuche ergeben, wie wir gesehen haben, daß bei

der Sekundärelektronenemission von erhöhter Ausbeute mit einer Beteiligung der Feldemission gerechnet werden muß. Mit welchen Anteilen die beiden Arbeitshypothesen bei der Erklärung der Erscheinungen schließlich beteiligt sein werden, läßt sich nicht voraussehen. Ihren Arbeitswert hat die zweite Hypothese durch eine für technische Zwecke wertvolle Untersuchung von Prallplatten aus *BaO* und *MgO* bewiesen (19).

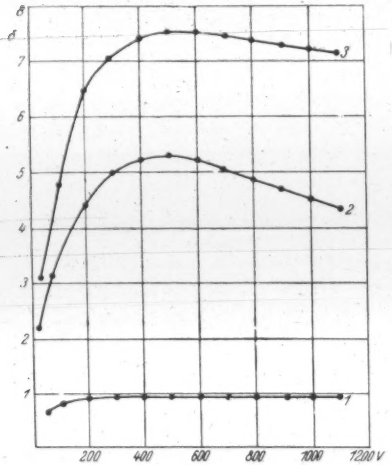


Fig. 3. Die Sekundärelektronenemission δ von *Mg* (Kurve 1), *MgO* (Kurve 2) und auf 800° C erhitztem *MgO* (Kurve 3) bei steigender Energie der Primärelektronen. Durch das bei der Erwärmung hineindiffundierte *Mg* wird die SEE erhöht. [Nach (19), Abb. 6.]

Während nämlich andere, besonders *Cs* enthaltende, Prallplatten durch das Elektronenbombardement verändert bzw. zerstört werden, und auch eine Erwärmung (über 130° C) nicht vertragen, zeichnen sich die *BaO*- und *MgO*-Prallplatten durch eine hervorragende Beständigkeit aus. Sie werden folgendermaßen hergestellt. Nachdem die Glasteile der Apparatur bei 300° 2 Stunden lang entgast und die Metallteile in einer Wasserstoffatmosphäre erwärmt worden sind, wird die ganze Apparatur zusammengestellt und eine Entgasung der Metallteile im Vakuum mittels hochfrequenter Ströme (1,5 St) vorgenommen. Dann erst wird das Magnesium von einem *Mg*-Band über einer *Wo*-Heizspirale aufgedampft. Das *Ba* stammt aus $BaCO_3$, das auf eine Tantalspirale aufgetragen ist. Bei 1100° C erfolgt eine langsame Verdampfung metallischen Bariums. Die Oxydation der Schichten erfolgt in Sauerstoff von 10^{-5} bis 10^{-2} mm Hg bei einer konstanten Temperatur (100° C) und dauert je nach der Dicke der gewünschten Schicht bis zu 40 Min. Die mit *MgO* erhaltenen Ausbeuten sind in der Fig. 3 wiedergegeben. Die Kurve 2 zeigt die erhöhte Ausbeute des *MgO* gegenüber der des reinen Metalls (Kurve 1). Wird die Prallplatte im Vakuum bis 800° C erhitzt, so erhöht sich die Ausbeute noch mehr (Kurve 3). Bei dieser Temperatur diffundieren die Metallatome in das Oxyd hinein, und so wird wiederum (19, S. 37) nachgewiesen, daß der Einbau von Metallatomen die Ausbeute steigern kann. Aber auch die ursprüngliche erhöhte Höchstausbeute (5,3) kann

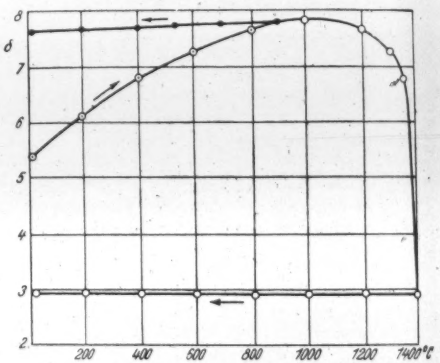


Fig. 4. Die Sekundärelektronenemission von *MgO* beim Erwärmen der Prallplatte auf 900° C (●) bzw. 1400° C (○) und nachfolgender Abkühlung. Das bei der Erwärmung hineindiffundierte *Mg* und die SEE bleiben nach der Abkühlung erhalten. [Nach (19), Abb. 10 und 12.]

auf die Metallatome zurückgeführt werden, die an den Störstellen in die Überschußleiter *BaO* und *MgO* eingelagert sind. Mit der Zahl der eingebauten Metallatome steigt aber auch die Leitfähigkeit; infolgedessen muß bei einer weiteren Zunahme der Metallatome die Oberflächenladung und mit ihr diese Art Feldemission wieder abnehmen und die Ausbeute sinken. Und in der Tat tritt das bei *MgO* von 1200° C an auch ein, wie aus der Fig. 4 ersichtlich ist. Man erkennt außerdem noch, daß sich die Ausbeute beim Abkühlen der Prallplatten nicht mehr ändert; hört man also mit der Erwärmung etwa bei 800° C auf, so bekommt man eine Prallplatte, deren Ausbeute am größten ist und sich auch bei erneuter Erwärmung bis nahe an diese Temperatur (800° C) nicht ändern wird, da sich ihr Aufbau und insbesondere ihr Gehalt an Metallatomen unverändert erhält. Die *BaO*- und *MgO*-

Prallplatten können also sehr stark belastet werden, ohne dabei ihre Ausbeute an Sekundärelektronen, die einer achtfachen Verstärkung entspricht[4]), zu verändern. Deshalb eignen sie sich zum Bau von Vielfachverstärkern großer Leistung, so daß ihnen eine weitgehende technische Verwendung vorausgesagt werden kann. Das bedeutet einen Erfolg der Arbeitshypothese von Timofeew, der auch dann noch bestehen bleiben würde, falls sich andere Bilder von den Vorgängen bei der Sekundäremission von Elektronen als stichhaltiger erweisen sollten. Der Forschung steht auf diesem Gebiet noch viel Arbeit bevor; durch den Bericht über diesen Kreis schwerer zugänglicher Arbeiten sollen unnütze Wiederholungen der langwierigen Versuche vermieden und Anregungen vermittelt werden.

Literaturverzeichnis

1) H. Bruining, Die Sekundärelektronenemission (SEE) fester Körper. Springer, 1942.
2) P. W. Timofeew, Der Mechanismus der SEE von zusammengesetzten Oberflächen. Phys. Ber. **23**, 1070, 1942.
3) O. Herold, Telegraphen-, Fernsprech-, Funk- und Fernsehtechnik. T. F. T. **28**, 178, 1939.
4) P. Morosow, Die Abhängigkeit der SEE von der Temperatur. Journ. exp. theor. Phys. (russ.) **11**, 402, 1941.
5) M. Joffe und I. Nechaew, Die SEE von Kalium. Phys. Ber. **23**, 1242, 1942.
6) A. Frimer, Die SEE von reinem und mit *Cs* behandeltem Kupferoxydul. Journ. techn. Phys. (russ.) **10**, 395, 1940.
7) P. Morosow, Die SEE von festem und flüssigem Blei, Zinn und Wismut. Phys. Ber. **23**, 1565, 1942.
8) P. Timofeew und J. Lunkowa, Die Elektronenemission von Zäsium-Oxyd-Kathoden mit Goldeinschlüssen. Phys. Ber. **23**, 1071, 1942.
9) G. Maurer, Die SEE von Halbleitern bzw. Isolatoren. Zeitschr. f. Phys. **118**, 122, 1941.
10) N. Morgulis, Zur Frage nach der Natur der Sekundäremission von Schichtkathoden. Journ. techn. Phys. **9**, 853, 1939.
11) R. Fleischmann, Elektrisches und optisches Verhalten von Halbleitern. Ann. d. Phys. **5**, 86, 1930.
12) H. Mahl, Feldemission aus geschichteten Kathoden bei Elektronenbestrahlung. Zeitschr. f. techn. Phys. **18**, 559, 1937.
13) M. Kosmann und N. Ivanuk, Über das elektrische Feld in Halbleitern während des Stromdurchganges und die Emission von Elektronen durch dieses Feld. Phys. Ber. **23**, 1237, 1942.
14) P. Timofeew und A. Pjatnitzky, Die SEE von Sauerstoff-Zäsium-Prallplatten bei verschiedenen Stromdichten. Phys. Ber. **23**, 1072, 1942.
15) G. Gille, Die SEE von Nickel-Beryllium-Legierungen. Zeitschr. f. techn. Phys. **22**, 228, 1941.
16) J. Mathes, Untersuchungen über die SEE von verschiedenen Legierungen. Zeitschr. f. techn. Phys. **22**, 232, 1941.
17) K.-H. Geyer, Über Eigenschaften der Ausbeute und Energieverteilung von Sekundärelektronen aus Aufdampfschichten wachsender Dicke. Ann. d. Phys. **41**, 117, 1942.
18) H. Paetow, Die Feldelektronenemission bei elektrischen Entladungen. Verh. d. Dtsch. Phys. Ges., H. 2, 35, 1941.
19) P. Timofeew und R. Aranovich, Die SEE von Barium und Magnesium. Phys. Ber. **23**, 1072, 1942.
20) P. Timofeew und K. Jumatow, Die Sekundäremission von Schwefel-Zäsium-Kathoden. Phys. Ber. **23**, 1070, 1942.
21) P. Timofeew und A. Afanasjewa, Die Sekundäremission von Metalloxyden. Phys. Ber. **23**, 1071, 1942.

Leoben, Montanistische Hochschule.

(Eingegangen 28. Oktober 1942)

4) Ähnliche Prallplatten sind von Z. Bay (Zeitschrift f. Phys. **117**, 231, 1941) benutzt worden; ihr Vervielfachungsfaktor betrug jedoch nur 2,5.

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\ 40^{min}$.

Die Zahlen der Spalten 2 geben an, um wieviel in 10^{-9} des Wertes der Betrag der ausgestrahlten Frequenz vom Sollwert 1000,000 000 Hz abweicht. Die Abweichung wurde mittels der Quarzuhren der Reichsanstalt bestimmt.

1	2	1	2
November 1942		November 1942	
Tag	Abweichung	Tag	Abweichung
1.	—	16.	— 8
2.	— 4	17.	— 6
3.	— 16	18.	— 15
4.	— 12	19.	— 4
5.	— 14	20.	— 6
6.	— 8	21.	— 5
7.	— 6	22.	—
8.	—	23.	— 5
9.	— 4	24.	— 5
10.	— 7	25.	— 9
11.	— 12	26.	— 7
12.	— 7	27.	— 7
13.	— 6	28.	— 2
14.	0	29.	—
15.	—	30.	— 1

Berlin-Charlottenburg, den 7. Dezember 1942.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt,
Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger

ZUSCHRIFTEN.

Harte und weiche Höhenstrahlen bei magnetischen Stürmen

Von Werner Kolhörster

Mitteilung aus dem Institut für Höhenstrahlenforschung der Universität Berlin

Das Verhalten der Höhenstrahlung in Dahlem bei der ungewöhnlich heftigen erdmagnetischen Störung vom 1. März 1941 konnte mit insgesamt 16 halb- bzw. ganzstündigen Registrierungen beobachtet werden. Einzelheiten über die benutzten Apparaturen und die Ergebnisse mit den dazugehörigen meteorologischen und magnetischen Daten werden später veröffentlicht werden. Untersucht wurden mit je vier Koinzidenzanordnungen die Intensitätsverläufe

1. der 10 cm Blei gefilterten Vertikalstrahlen, welche im wesentlichen das Verhalten der harten, also der Mesonenkomponente liefern,
2. der ungefilterten Vertikalstrahlen, bei welchen die weiche Komponente (einschließlich der in der Atmosphäre gebildeten Sekundärstrahlen) mit etwa 20 Proz. der gesamten Intensität zur harten Komponente hinzutritt,
3. der 45° geneigten ungefilterten Strahlen aus den Hauptazimuten Nord, Ost, Süd, West, die also den 1,41fachen Weg der Vertikalstrahlen in der Atmosphäre durchlaufen haben,
4. der kleinen und der großen Luftschauer, welche für das Verhalten ausgeprägter, in der Atmosphäre erzeugter Sekundärstrahlen kennzeichnend sind.

Luftdruck und Lufttemperatur am Boden wurden aus den eigenen Aufzeichnungen des Instituts entnommen, die magnetischen Daten vom Geophysikalischen Institut Potsdam-Niemegk stellte wieder Professor Bartels in zuvorkommendster Weise zur Verfügung.

Die magnetischen Einwirkungen auf die Tagessummen sowie auf die Ein- und Dreistundenwerte ergeben sich übereinstimmend bei gefilterter Vertikalstrahlung (harte Komponente) um rund 20 Proz. größer als bei ungefilterter, d. h.

$$\left(\frac{\Delta g}{G}\right) : \left(\frac{\Delta h}{H}\right) = 79{,}8 \text{ Proz.}$$

Es ist dies das gleiche Verhältnis, in welchem die Intensitäten bzw. Koinzidenzen bei gefilterten und ungefilterten Vertikalstrahlen zueinander stehen, das nach Messung mit denselben Apparaturen $\frac{H}{G} = 79{,}9$ Proz. beträgt. Das würde bedeuten, daß die weiche Komponente als Differenz zwischen Gesamtstrahlung und harter Komponente aufgefaßt von erdmagnetischen Einwirkungen nichts erkennen läßt. Denn bei $W = G - H$ ist

$$\frac{\Delta w}{G} = \frac{\Delta g}{G} - \frac{\Delta h}{G}\,G = \frac{5}{4}\,H$$

$$\frac{\Delta w}{G} = \frac{\Delta g}{G} - \frac{4}{5}\,\frac{\Delta h}{H}.$$

Tatsächlich ergibt das gewonnene Zahlenmaterial

$$\frac{\Delta g}{G} \equiv \frac{4}{5}\,\frac{\Delta h}{H},$$

also keine Schwankung der weichen Komponente bei diesem außerordentlich starken Sturm. Wegen dieses auffälligen Verhaltens wurden sechs weitere beliebig zwischen Januar 1940 und Juli 1941 herausgegriffene magnetische Störungen durchgesehen, welche trotz geringerer Stärke in ihrer Gesamtheit das gleiche Ergebnis lieferten.

Da die weiche Komponente aus verhältnismäßig energiearmen Strahlen, meist Elektronen, besteht, nach den Beobachtungen magnetisch aber nicht abgelenkt wird, so muß sie in der näheren Umgebung des Beobachtungsortes entstanden sein und kann nur von einer feldunabhängigen Primärstrahlung stammen, sonst würde sie als Sekundärstrahlung noch immer wie ihre primäre schwanken. Als Primäre der weichen Komponente kommen Photonen, ungeladene oder außerordentlich energiereiche, jedenfalls unabgelenkte Teilchen in Betracht.

Gegenüber der weichen erweist sich die harte Komponente, d. h. die Mesonen, allein als feldabhängig. Nur sind diese nach unserer heutigen Auffassung ebenfalls Sekundärstrahlen, die etwa in den letzten 10–30 Kilometern über dem Erdboden in der Atmosphäre entstehen. Sie werden daher von den Schwankungen des Erdmagnetismus schon ihrer großen Masse wegen wohl kaum merklich betroffen werden, so daß sie nur die Schwankungen der primären Höhenstrahlung im Weltenraum widerspiegeln. Da mit Sättigung zu rechnen ist, so kann bei magnetischen Stürmen aus Beobachtungen der harten Komponente am Erdboden das Verhalten der primären Höhenstrahlen des Weltenraumes in der Umgebung der Erdbahn erschlossen werden.

Dahlem, 24. Dezember 1942.

(Eingegangen 25. Dezember 1942)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

F. Baur, Einführung in die Großwetterforschung. 2., verbesserte Aufl. (Math. Physik. Bibl. Reihe 1. Hrsg. von W. Lietzmann und W. Kliefoth. Heft 88). 53 S. Mit 14 Abb. Leipzig und Berlin. B. G. Teubner 1942. RM. 1,20.

Wenn so ein kleines Büchlein innerhalb von fünf Jahren eine neue Auflage erlebt, so muß es notwendig und auch gut sein. Es ist die einzige leichtfaßliche Darstellung dieses schwierigen und umfangreichen Problems, über das der Autor als Leiter des Forschungsinstituts für langfristige Witterungsvorhersage den größten Überblick hat. Das Ziel der Großwetterforschung ist es, über den Witterungscharakter eines bestimmten Gebietes und eines bestimmten Zeitraumes Aufschluß zu erhalten, um schließlich dann langfristige Witterungsvorhersagen zu geben. Witterungstypen gilt es zunächst aufzustellen, wobei besonders die Luftdruckverteilung in der Stratosphäre eine wichtige Rolle spielt, da sie die unteren Schichten maßgebend beeinflußt. Die Fall- und Steiggebiete des Luftdrucks werden von oben her „gesteuert", und damit wird das Witterungsgepräge festgelegt. Weil die Sonne die Energiequelle der thermodynamischen Maschine der Lufthülle ist, wird über den Strahlungshaushalt unserer Erde eingehend berichtet und anschließend die allgemeine Zirkulation behandelt. Die allgemeine Zirkulation unterliegt dann wieder regelmäßigen und unregelmäßigen Schwankungen, die genau zu trennen sind. Dafür wird ein schönes Beispiel gebracht, mit Zirkulationsänderungen sind auch Änderungen der zonalen und meridionalen Druckgradienten verknüpft, was an den Korrelationskoeffizienten zwischen zonalen Druck- und Temperaturdifferenzen Island–Azoren gezeigt wird.

Schon immer werden Perioden im Witterungsverlauf gesucht und auch gefunden, doch plötzlich brechen diese Perioden – häufig ohne recht erkennbare Ursache – ab, daher nennt der Verfasser diese Erscheinungen Rhythmen und widmet diesem wichtigen Gegenstand ein Kapitel, um schließlich auch geophysikalische (Vulkanausbrüche, Achsenschwankungen der Erde, Meeresströmungen und Eisverhältnisse im Polargebiet) und kosmische Einflüsse (Mond und Planeten – welche natürlich keinen Einfluß haben, trotz der sich im Volk immer haltenden „Regeln"–, Schwankungen der Sonnenstrahlung – auch diese scheinen nach neueren Untersuchungen nicht reell zu sein –, Sonnenflecken – die elfjährige Periode ist nur in den Tropen ausgeprägt) zu besprechen.

Das letzte Kapitel behandelt die Witterungsvoraussage für zehn Tage, die auf einer Verknüpfung von Statistik, Rhythmik und Synoptik beruht. Eine besondere Rolle ist dabei den Singularitäten zugedacht, jenen Wettererscheinungen, die an bestimmten Tagen mit besonderer Häufigkeit auftreten (hier sind im Volksmund die Eisheiligen sehr bekannt). Die Vorhersagen für noch längere Zeiträume sind vorwiegend in den Tropen angewendet worden, doch ist ihr Erfolg mager geblieben.

Das Büchlein ist flüssig geschrieben, gut ausgestattet und durch die zahlreichen, der Praxis entnommenen Beispiele belebt, deshalb kann man der zweiten Auflage – bei dem geringen Preis – nur eine weite Verbreitung wünschen.

R. Penndorf (Leipzig)

H. Blasius, Wärmelehre, Physikalische Grundlagen vom technischen Standpunkt. 3. Aufl. Din A 5, VIII und 294 S. Mit 126 Abbildungen. Hamburg 1941. Boysen & Maasch. RM. 8,—.

Allein die Tatsache, daß das Buch ein Jahrzehnt nach seinem ersten Erscheinen die dritte Auflage erfährt, ist Beweis genug für die Wertschätzung, die das Buch in der Fachwelt genießt. Das Charakteristische in der Darstellung, die auf der empirischen Erkenntnis aufbauende Entwicklung, blieb auch in der Neuauflage gewahrt. Vielleicht ist der Physiker nicht immer ganz mit dieser Art der Darstellung zufrieden. Für den Ingenieur jedoch, der neben der theoretischen Entwicklung die praktische Anwendung der Formel beherrschen muß, kann die zwischen den Auffassungen des Physikers und des Ingenieurs vermittelnde Darstellung von hohem Nutzen sein. Besonders unseren von der Front an die Hochschule zurückkehrenden Studenten, die des strengen Denkens zunächst etwas entwöhnt sind, kann das Buch ein wertvoller Führer in das Studium sein; und für die Fernbetreuung unserer Studenten durch die Hochschule erscheint das Buch ganz besonders geeignet.

A. Naumann

Hajo Bruining, Die Sekundär-Elektronen-Emission fester Körper. Bd. 5 der Technischen Physik in Einzeldarstellungen. Herausgegeben von W. Meißner und G. Holst. XII und 124 S. Mit 105 Abbildungen. Berlin 1942. Springer-Verlag. Brosch. RM. 13,80.

Seit dem Erscheinen des letzten zusammenfassenden Berichtes über die Sekundärelektronen-Emission fester Körper von Kollath im Jahre 1937 (Physikalische Zeitschrift) hat besonders die starke technische Entwicklung der Sekundärelektronen-Verstärker, die naturgemäß Hand in Hand mit wissenschaftlichen Untersuchungen ging, zu einer starken Zunahme von Veröffentlichungen über dieses Gebiet geführt. Schon allein wegen der technischen Wichtigkeit der Sekundärelektronen ist es zu begrüßen, daß sich der Verfasser der dankenswerten Aufgabe unterzogen hat, das Gebiet der

Sekundärelektronen-Emission vom heutigen Stand aus einheitlich und kritisch zu behandeln. Dem Verfasser standen hierbei die reichen Erfahrungen seiner eigenen Untersuchungen zur Verfügung, die wesentlich zur Klärung der Emissionseigenschaften der technisch wichtigen Alkali- und Erdalkali-Aufdampfschichten beigetragen haben.

Das Buch ist in acht Kapitel unterteilt: Nach einem einleitenden Kapitel über Grundtatsachen wird im 2. Kapitel über die verschiedenen Meßmethoden zur Bestimmung der Ausbeutekurven und der Energieverteilung der Sekundärelektronen berichtet. Das 3. Kapitel handelt vom Sekundäremissionsvermögen von Metallen und dem Einfluß verschiedener Faktoren wie Kristallitgröße, Rauhigkeit u. dgl. auf die Sekundäremission, während im 4. Kapitel das Sekundärelektronen-Emissionsvermögen von Verbindungen behandelt wird. Dabei wird auch ausführlicher auf die sekundäre Feldemission (Malter-Effekt) eingegangen. Der folgende Abschnitt (Kapitel 6) befaßt sich mit dem Einfluß von adsorbierten Fremdatomen und Ionen auf die Sekundärelektronen-Emission. Die Kapitel 5 und 6 sind dem Mechanismus der Sekundärelektronen-Emission gewidmet, wobei besonders aus Kapitel 7, das den Mechanismus der Energieübertragung zum Gegenstand hat, deutlich hervorgeht, daß unsere Kenntnis noch viele Lücken hat und eine Theorie, die alle beobachteten Erscheinungen umfaßt, noch immer fehlt. Schließlich wird in Kapitel 8 die Anwendung der Sekundärelektronen-Emission in der Technik beschrieben und auch die Fälle behandelt, in denen die Sekundärelektronen-Emission als unerwünschte Erscheinung unterdrückt werden soll.

Das gut ausgestattete Buch gibt nicht nur dem Fachmann eine umfassende kritische Zusammenstellung des experimentellen Tatsachenmaterials über das Gebiet der Sekundärelektronen-Emission, sondern es vermittelt auch durch seine leicht verständliche Darstellungsweise dem Fernerstehenden einen guten Überblick über dieses Gebiet. Mahl

---

B. Eck, Technische Strömungslehre. 8°, VIII und 252 S. Mit 278 Abbildungen. Berlin 1941. J. Springer. In Leinen RM. 13,50, brosch. RM. 12,—.

Das Buch ist viel mehr als eine Neuauflage des vor einigen Jahren erschienenen ersten Bandes der „Einführung in die technische Strömungslehre". Es hat eine wesentliche Umarbeitung und Bereicherung gefunden, die sich auf alle Einzelabschnitte erstreckt. Neu sind die Kapitel „Kavitation" und „Gasdynamik", so daß das Buch in jeder Hinsicht der neueren Entwicklung der Strömungslehre gerecht wird. Dem technischen Charakter entsprechend sind vor allem die Fragen der Strömungen mit und ohne Ablösung in breitem Rahmen behandelt; hier findet man wiederum zahlreiches Erfahrungsmaterial neben der Erörterung grundsätzlicher Fragen.

Das Buch ist anschaulich geschrieben und trotz einzelner nicht ganz strenger Darstellungen als Ergänzung zum Studium bestens geeignet. Die vielen anschaulichen, zum Teil vom Verfasser stammenden Versuche, sowie die zahlreichen, der Praxis entlehnten Beispiele beleben die Darstellung sehr vorteilhaft. A. Naumann

---

J. Mattauch und S. Flügge, Kernphysikalische Tabellen. Mit einer Einführung in die Kernphysik. Format 4°, IV, 163 Seiten mit 28 Abbildungen und 8 farbigen Tafeln. Berlin 1942. Springer-Verlag. In Leinen RM. 37,50, brosch. 33,—.

In keinem anderen Gebiet der Physik ist wohl je die Anzahl der Veröffentlichungen und das in ihnen mitgeteilte Zahlenmaterial so außerordentlich schnell angewachsen wie in den letzten Jahren auf dem Gebiete der Kernphysik. Damit ist es für die mit Fragen der Kernphysik beschäftigten Forscher ganz besonders schwer geworden, sich einen Überblick über die schon geleistete Arbeit zu verschaffen. Es kann daher auch kaum zu hoch veranschlagt werden, daß sich die Verfasser mit der Herausgabe ihrer Kernphysikalischen Tabellen der sehr großen Mühe unterzogen haben, dieses riesige Material kritisch zu sichten und in Form übersichtlicher Tabellen und Tafeln zusammenzustellen. Hierbei wurde praktisch die ganze zugängliche Literatur bis Mitte 1941 berücksichtigt.

Von den sechs Tabellen enthalten die drei ersten Eigenschaften der stabilen Kerne, während sich die folgenden mit den Kernreaktionen und den Daten der dabei entstehenden instabilen Kerne beschäftigen. Die Haupttabelle der ersten Gruppe gibt für jedes stabile Isotop die folgenden Größen, soweit sie bis heute bekannt sind: Spin, magnetisches Moment, Quadrupolmoment, relative Häufigkeit, Packungsanteil, Massendefekt (in Tausendstel Masseneinheit und MeV) und Gegenüberstellung der aus den letzten Angaben berechneten Werte des chemischen Atomgewichts mit dem gemessenen der Internationalen Atomgewichtstabelle. Ergänzt wird diese Tabelle durch zwei weitere, von denen die erste die maximale Häufigkeit einer Reihe wahrscheinlich nicht existierender Isotope bringt, während die zweite die unmittelbaren Meßergebnisse massenspektrographischer Dublett- und Gabelungsaufnahmen enthält.

Die nun folgende Haupttabelle der zweiten Gruppe ist die bei weitem umfangreichste des ganzen Werks. Sie vermittelt infolge ihrer übersichtlichen in zwei Farben ausgeführten Anordnung einen außerordentlich guten Überblick über das schon so umfangreiche Gebiet der Kernreaktionen und der künstlich radioaktiven Kerne. Jedem stabilen und jedem radioaktiven Kern sowie jedem bisher bekannten isomeren Zustand eines Kerns ist eine besondere sich über zwei Seiten erstreckende Zeile gewidmet; im ganzen werden so etwa 650 Kerne und Kernzustände erfaßt. Dabei sind auch diejenigen radioaktiven Kerne berücksichtigt, bei denen wie z. B. öfter bei den Spaltprodukten der Uran- und Thoriumspaltung die Massenzahl noch nicht festgelegt werden konnte, die Zuordnung zu einem Element aber gesichert ist. In jeder Zeile enthält die erste Seite Angaben über Halbwertszeit, Zerfallsart, Energien der ausgesandten Strahlung und das Isotopengewicht bei den radioaktiven Kernen und über relative Häufigkeit und Isotopengewicht bei den stabilen Kernen. Die zweite Seite bringt in einer besonderen Anordnung alle diejenigen Kerne, aus denen der betrachtete Kern bisher durch irgendeine Reaktion hergestellt wurde oder in die man ihn durch eine Reaktion umwandeln kann. Ganz besonders bemerkenswert ist bei dieser wie auch bei den übrigen Tabellen das sehr umfassende und doch übersichtliche System

der Literaturhinweise. Dieses System ermöglicht es, nicht nur für jeden Kern die zugehörige Literatur anzugeben, sondern sogar für jede Eigenschaft eines bestimmten Kerns wie Halbwertszeit, Energie der Strahlung, magnetisches Moment usw. und jeden bei ihm beobachteten Umwandlungsprozeß im einzelnen die wichtigsten Literaturstellen sofort herauszufinden. Damit ist das Werk zu einem einzigartigen Lexikon der kernphysikalischen Literatur geworden, das die Bearbeitung irgendeiner herausgegriffenen speziellen Frage außerordentlich erleichtert. An die große Tabelle der Kernumwandlungen schließen sich noch zwei kürzere an, die Literaturhinweise über einzelne in der Haupttabelle nicht erfaßte Reaktionen (Drei-Teilchen-Reaktionen, Spaltung) und eine Zusammenstellung aller bei Kernreaktionen beobachteten Wärmetönungen (in MeV und TME) bringen.

Das Material der Tabellen ist auf acht beigefügten Tafeln zum Teil noch einmal anschaulich dargestellt, von denen die erste die Packungsanteil- und Massendefektskurven bringt, während die übrigen ein ausführliches *Z-N*-Diagramm aller bekannten Kerne und Kernreaktionen geben. Durch Anwendung von vier Farben und die Aufteilung in sieben Einzeltafeln ist es möglich geworden, in dieses Diagramm neben den Häufigkeiten der stabilen und den Halbwertszeiten der instabilen Kerne auch eine Darstellung aller zwischen den Kernen beobachteten Reaktionen mit aufzunehmen, ohne die eindeutige Lesbarkeit des Diagramms zu gefährden.

Dem eigentlichen Tabellenwerk ist ein etwa 100 Seiten umfassender Textteil vorangestellt. Er gibt eine Einführung in die Kernphysik mit besonderer Berücksichtigung aller für den Benutzer der Tabellen wichtigen Fragen. So sind alle Begriffe und Definitionen der Kernphysik einfach und doch gründlich und exakt erläutert und alle experimentellen Methoden, die zu den Daten der Tabellen führen, mit den zugehörigen theoretischen Grundentwicklungen dargestellt. Hierbei wurden auch die scheinbar mehr abliegenden optischen und massenspektrographischen Methoden nicht vernachlässigt und alle erst in den letzten Jahren aktuell gewordenen Erscheinungen und Vorstellungen wie *K*-Einfang und Isomerie bis zur Yukawa-Theorie der Kernkräfte mit behandelt. Besonderer Wert wurde darauf gelegt, dem Leser stets ein Urteil über Tragweite und Genauigkeit aller Methoden zu geben, die das Material für die Tabellen geliefert haben, und ihn instand zu setzen, dieses Material mit Literaturangaben etwas anderer Art durch Umrechnungen zu vergleichen. Daher wurden z. B. die Formeln über Reichweite der Teilchen, Abhängigkeit der Energie der Partner vom Winkel bei Kernumwandlungen, Einfluß des Gamow-Berges usw. ausführlicher gebracht und an Beispielen erläutert. Außerdem wurden in vielen Fällen Hilfstabellen und graphische Darstellungen gebracht, die das Material der eigentlichen Tabellen in glücklicher Weise ergänzen.

Das Werk scheint nach den bisherigen Erfahrungen des Referenten auch in hohem Maße von Druckfehlern frei zu sein, was bei dem großen Umfang des Zahlen- und Literaturmaterials besonders hervorgehoben werden soll. W. Ramm

---

Bogen- und Funkenspektrum des Eisens von 4555 A bis 2227 A mit gleichzeitiger Angabe der Analysenlinien der wichtigsten Elemente. Von Dr. **Fritz Gößler**, Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Zeiß-Werke Jena. Mit 14 Tafeln. Jena. Verlag von Gustav Fischer. Kart. RM. 40,—.

Das vorliegende Tafelwerk mit einem beigegebenen Textteil soll zur Durchführung einer qualitativen Spektralanalyse dienen. Seine volle Ausnutzung setzt die Verwendung eines Quarzspektrographen vom Typ des Q 24 (Zeiß, Jena), eines Zeiß-Spektrenprojektors mit Zusatzlinse, eines Funkenerzeugers nach Feußner und Karbonyleisen als Elektrodenmaterial voraus. In diesem Rahmen stellt das Werk in seiner hervorragenden Ausführung ein wichtiges Hilfsmittel zur sicheren Analyse der wichtigsten Elemente dar. Das Eisenvergleichsspektrum, das zweckmäßigerweise in zwei Intensitätsstufen wiedergegeben ist, trägt neben einer Wellenlängenskala als Wesentlichstes Markierungsstriche, die die Lage der Analysenlinien der Elemente im Spektrum festlegen. Dadurch ist beim Vergleich mit dem aufgenommenen Spektrum die Bestimmung eines Elementes sehr schnell und mit außerordentlicher Sicherheit durchzuführen. Man möchte meinen, daß so selbst Hilfskräfte diese Aufgabe durchführen können. Mancher Spektroskopiker wird sich ein ähnliches Tafelwerk für Glimmentladungsspektren vor allen Dingen für Molekülspektren wünschen. Es ist erfreulich, daß selbst im Krieg ein Tafelwerk in einer solchen gediegenen Ausführung herausgekommen ist.

H. Schüler

R. W. Pohl, Einführung in die Mechanik, Akustik und Wärmelehre. Format 18 × 25 cm. IX und 322 Seiten. Mit 527 Abbildungen. 3. und 4. Auflage. Berlin 1941. Julius Springer. Geb. RM. 15,80.

Die bemerkenswerteste Änderung des vorliegenden I. Bandes der Pohlschen Einführung in die Physik ist die Hinzunahme der Wärmelehre. Damit liegt in den drei Bänden nunmehr ein Querschnitt über das gesamte Gebiet vor.

Es ist sehr reizvoll zu sehen, wie der Verfasser in seiner präzisen und anschaulichen Art das in der Darstellung etwas „mißliche" Gebiet der Wärmelehre, in dem man „nicht wie bei der Elektrizität und Mechanik auf einfache und anschauliche Grundversuche zurückgreifen kann", anpackt und dem Leser auch die komplizierteren Begriffe, z. B. den der Entropie, nahebringt. Die mehr zur physikalischen Chemie gehörenden Dinge werden zugunsten technisch wichtiger Fragen und Anwendungen zurückgestellt (Enthalphie-Entropie-Diagramme), die Entropie selbst als Maß für die Nichtumkehrbarkeit, statt in üblicher Weise im Anschluß an umkehrbare Prozesse, eingeführt. Gerade hierdurch dürfte für diese Größe eine bessere Anschaulichkeit erreicht werden.

Nach Einführung der Grundbegriffe — man erfährt dabei, daß die Loschmidtsche Konstante eine Dimension hat, eine Tatsache, die wie andere Dimensionsfragen in der Wärmelehre oft nicht deutlich genug zum Ausdruck kommt — folgt die Behandlung des I. Hauptsatzes und die der Zustands-

gleichungen der Gase. Das nächste Kapitel bringt die Erklärung der Wärme als ungeordnete Bewegung mit sehr schönen Versuchen am Modellgas. (Diffusion, osmotischer Druck), teils unter Zurückgreifen auf Tatsachen, die im mechanischen Teil des Buches abgeleitet werden. Das „physikalische Molekül" wird für das an thermischer Bewegung beteiligte Einzelindividuum im weitesten Sinne eingeführt. An ihm wird durch Beispiele die große Bedeutung der statistischen Wärmebewegung selbst größerer Einheiten für gewisse physikalische Überlegungen sehr klar gezeigt (Strommesser, Reusenhaare). Sollte man jedoch für das Wort „Molekül" hier nicht besser ein anderes einführen?

Im nächsten Kapitel werden Zustandsänderungen an Gasen und Dämpfen behandelt. Die meist nicht bewußte Tatsache, daß eine Flüssigkeit ohne den darüber befindlichen Dampf nicht bestehen kann, d. h. daß die Oberfläche keine den Zusammenhang sichernde Hülle darstellt, wird angemerkt. Die Einführung der Entropie und die im letzten Kapitel folgende Anwendung auf Arbeitskreisprozesse (II. Hauptsatz) bilden den Abschluß.

Überall sind technisch interessante Hinweise und Anwendungen (Laval-Düse, Wärmepumpe als Heizung, der menschliche Körper als Kraftmaschine) eingefügt, medizinische Anwendungen erwähnt und physikalisch besonders wichtige Tatsachen herausgestellt. Als Beispiel für das letztere sei die Notwendigkeit der verschiedenartigen Erklärungen für die Arbeitsfähigkeit einer gespannten Feder und eines komprimierten Gasvolumens genannt.

Im ersten Teil des Buches wurde ebenfalls einiges geändert, u. a. ein Paragraph über das d'Alembertsche Prinzip eingefügt. In der Akustik wurde das Phonmaß hinzugenommen. Neu ist die konsequente Bezeichnung der Kilogrammkraft als Kilopond. Ein besonderes Kapitel ist den Eigenschaften des festen Körpers gewidmet, in dem neben den üblicherweise behandelten elastischen Größen auch Raum für technische Begriffe wie Zerreißarbeit, hochelastischer Zustand, Hysterese und Nachwirkung blieb.

Die konsequente Art der Durchführung und die klare Darstellungskunst des Verfassers – selbst für kurze historische Hinweise bei besonders wichtigem Anlaß ist Platz – macht stets von neuem Eindruck. Besonders schön scheint dem Referenten dies bei der schwierigen Materie der Strömung von Flüssigkeiten und Gasen zutage zu treten. So wird auch diese neue Auflage ihren Platz und die ihr gebührende Anerkennung im Leserkreis finden.

F. H. Müller

NACHRICHTEN

Prof Dr. J. Plotnikow, Agram, hielt über „Infrarote Strahlen und ihre Anwendungen" Vorträge in München (auf Einladung der Technischen Hochschule), in Berlin (Kaiser-Wilhelm-Gesellschaft) und in Budapest (Universität, Verein für geistige Zusammenarbeit).

Dozenturen: An der Universität Jena Dr. Hans Wojahn (bisher Universität Kiel) für pharmazeutische Chemie, an der Bergakademie Freiberg Dr. S. von Gliszczynki für Mineralogie, Petrographie und Geochemie, an der Universität Heidelberg Dr. Theodor Wieland für Chemie und Dr. Heinz Maier-Leibnitz für Physik, an der Technischen Hochschule München Dr. Karl Seebach für reine und angewandte Mathematik.

Ernannt: Der Dozent an der Deutschen Technischen Hochschule Brünn Dr. Rudolf Lang zum ao. Professor für analytische Chemie ebenda, der Dozent für Enzymchemie an der Universität Greifswald Dr. Gottfried Pyl zum außerplanmäßigen Professor ebenda, der Dozent für organische Chemie an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Walter Krabbe zum ao. Professor und Abteilungsvorsteher ebenda, der Dozent an der Deutschen Karls-Universität in Prag Dr. Wilhelm von Meyeren zum ao. Professor für Experimentalphysik daselbst, der Dozent an der Universität Göttingen Dr. Werner Döring zum ao. Professor für theoretische Physik an der Universität Posen, der Dozent Dr. Heribert Brubitsch zum ao. Professor für analytische Chemie an der Universität Posen, der Dozent für Physik an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Ernst Lenz zum außerplanmäßigen Professor daselbst, der Dozent für chemische Technologie an der Technischen Hochschule Stuttgart Dr. Franz Wilhelm Meier-Grolmann zum außerplanmäßigen Professor daselbst, der Dozent für anorganische und analytische Chemie an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr. Karl Mahr zum außerplanmäßigen Professor daselbst, Dr. H. Schimank zum Honorarprofessor für Geschichte der Technik und Naturwissenschaften an der Universität Hamburg.

Vom Lehramt zurück: Der o. Professor für angewandte Mathematik an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Max Lagally.

Neuer Lehrauftrag: Der Dozent für reine und angewandte Mathematik an der Technischen Hochschule München Dr. Josef Heinhold für Ausgleichsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate ebenda, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. F. Hassler für Geschichte der Technik.

Gestorben: Der nichtbeamtete ao. Professor für kosmische Physik an der Universität Hamburg Dr. Christian Jensen, der frühere o. Professor der theoretischen Physik an der Universität Marburg Dr. Franz Arthur Schulze, der frühere Hauptobservator am Aeronautischen Observatorium in Berlin-Babelsberg und Erforscher der oberen Atmosphäre mit Luftfahrzeugen Arthur Berson in Dessau, der frühere ao. Professor der Agrikulturchemie an der Universität Heidelberg und spätere Leiter der Versuchsanstalt der Landwirtschaftlichen Akademie in Wageningen (Holland) Dr. Adolf Mayer.

Mitteilung der Schriftleitung

Der Isotopenbericht kann nicht wie üblich im ersten Heft des neuen Jahrgangs erscheinen, weil die notwendig gewordene Neuberechnung des gesamten Materials seine Fertigstellung verzögert hat.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 4. — Printed in Germany